

Design, Aufbau, Test und Integration der Empfänger-Optik des Stratospheric Terahertz Observatory

Inaugural-Dissertation

zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln



vorgelegt von

Michael Brasse
aus Soest

Köln 2014

Berichterstatter:

Prof. Dr. Jürgen Stutzki

Prof. Dr. Peter Reiter

Tag der mündlichen Prüfung: April 2014

Kurzzusammenfassung

Als Interstellares Medium (ISM) werden die Gas- und Staubwolken bezeichnet, die sich innerhalb einer Galaxie zwischen den Sternen befinden. Im ISM findet die Sternentstehung und -entwicklung in einer Galaxie statt. Es trägt damit zur Evolution einer Galaxie bei.

Das “Stratospheric Terahertz Observatory“ (STO) ist ein ballongestütztes Observatorium gewesen, dessen Aufgabe in der großflächigen Kartierung von ionisiertem Kohlenstoff, C^+ , und ionisiertem Stickstoff, N^+ , im ISM der Milchstraße bestanden hat.

In Zusammenarbeit zwischen der University of Arizona, dem Jet Propulsion Laboratory (JPL), dem Applied Physics Laboratory (APL), dem I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln und weiteren Partnern ist STO geplant, aufgebaut und im Januar 2012 von der Antarktis aus von einem Helium-Ballon in die Stratosphäre gezogen worden.

Zur Detektion von N^+ und C^+ werden Feinstruktur-Übergänge der Ionen bei 1.4 THz und 1.9 THz beobachtet. Dazu ist ein Multipixel-Zweikanal-Heterodyn-Empfänger mit hoher spektraler Auflösung und jeweils vier Detektoren pro Frequenz aufgebaut worden.

Die vorliegende Dissertation präsentiert das Design, den Aufbau, den Test und die Integration der Optik des STO-Heterodyn-Empfängers.

Die Grundlage der Optik ist pro Frequenz ein Array-Diplexer, der auf einem doppelt-konfokalen Ring-Fabry-Perot-Interferometer (tcFPI) basiert. Der Array-Diplexer überlagert gemäß Heterodynprinzip das vom Teleskop eingefangene, astronomische Signal mit einem monochromatischen Referenzsignal, das von einem Lokalszillator erzeugt wird. Die weitere Optik stellt die Kopplung des Teleskops, der Lokalszillatoren und der Detektoren an die Diplexer her.

In meiner Diplomarbeit ist ein 800 GHz-tcFPI entstanden und erfolgreich getestet worden. Hier sind für STO ein 1.4 THz-tcFPI und ein 1.9 THz-tcFPI entworfen worden. Das 1.9 THz-tcFPI ist in einem Labor-Heterodyn-Empfänger vollständig charakterisiert worden. Die Messungen haben zu einer Empfänger-Rauschtemperatur von $T_{\text{rec}} \approx 1000$ K geführt.

Die beiden tcFPIs sind in der STO-Empfänger-Optik als Array-Diplexer implementiert worden. Das Optik-Design ist unter Berücksichtigung des Rahmens optimiert worden, der der Optik durch den Aufbau von STO und durch seine übrigen Komponenten gesetzt worden ist.

Nach ihrer Herstellung ist die Empfänger-Optik in Vorbereitung auf den Start im STO-Instrument integriert und ihre Funktionsweise getestet worden. Dabei sind Probleme festgestellt worden, die im Verlauf der Vorbereitungen verringert worden sind. Zum Abschluss der Start-Vorbereitungen sind

Empfänger-Rauschtemperaturen von $T_{\text{rec}} \approx 6000$ K für den 1.9 THz-Kanal und $T_{\text{rec}} \approx 10000$ K für den 1.4 THz-Kanal gemessen worden.

Aufgrund einer Vielzahl von Problemen ist der darauffolgende Observationsflug von STO ohne nennenswerte, astronomische Resultate geblieben.

Das tcFPI steht zum Einsatz als Array-Diplexer in zukünftigen, astronomischen Instrumenten, wie zum Beispiel upGREAT, bereit.

Abstract

The gas and dust clouds which are located in between the stars in the galaxy are called the Interstellar Medium (ISM). In the ISM the formation and evolution of stars in the galaxy takes place. The ISM contributes therefore to the evolution of the galaxy.

The Stratospheric Terahertz Observatory (STO) was a balloon-borne observatory with the purpose to map the ionized carbon, C^+ , and the ionized nitrogen, N^+ , in the ISM of the Milky Way.

In a collaboration between the University of Arizona, the Jet Propulsion Laboratory (JPL), the Applied Physics Laboratory (APL), the I. Physical Institute of the University of Cologne and further contributors STO was planned and built up. In January 2012 STO was launched by a helium balloon from Antarctica into the stratosphere.

To detect N^+ and C^+ a multi-pixel heterodyne receiver with high spectral resolution and four detectors per frequency band was developed to observe the fine structure lines of the ions at 1.4 THz and 1.9 THz.

In this thesis the design, the assembly, the test and the integration of the optics for the STO heterodyne receiver is presented.

The optics consists mainly of two array-diplexer, one per frequency band, which are based on a twin-confocal Ring-Fabry-Perot-Interferometer (tcFPI). According to the heterodyne principle the array-diplexer superimposes the astronomical signal from the telescope and the monochromatic reference signal, which is generated by a local oscillator. The receiver optics couples the telescope beam, the local oscillator beams and the detector beams to the diplexer.

A 800 GHz-tcFPI was developed and successfully tested in my Diploma thesis. Here, a new 1.9 THz-tcFPI, which design was similar to the one implemented in the optics for STO, was completely characterized inside a laboratory heterodyne receiver set-up. The measurements showed a receiver noise temperature of $T_{\text{rec}} \approx 1000$ K.

In the receiver optics for STO two tcFPIs were implemented as array-diplexer. The optics design was optimized in consideration of the boundaries

set by the structure of STO and the other components of the instrument.

After its fabrication the receiver optics was integrated into the STO instrument. During the preparations for operations the functionality of the optics was tested. Measures were taken to reduce the problems that came up during the testing. At the end of the testing phase, shortly before the launch, receiver noise temperatures for the two frequencies bands were measured. They showed $T_{\text{rec}} \approx 6000$ K for 1.9 THz and $T_{\text{rec}} \approx 10000$ K for 1.4 THz.

Because of a multitude of problems the flight of STO resulted in no usable astronomical data.

The tcFPI is ready for usage as an array-diplexer in next generation astronomical instruments such as upGREAT.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	1
1.1	Das Interstellare Medium	2
1.2	Das Stratospheric Terahertz Observatory	5
1.3	Die Struktur dieser Arbeit	13
2	Grundlagen eines THz-Heterodyn-Empfängers	15
2.1	Methoden der THz-Detektion	16
2.2	THz-Lokaloszillatoren	18
2.3	THz-Mischer	19
2.3.1	Das Hot Electron Bolometer	20
2.4	Das Diplexing	22
2.4.1	Das Martin-Puplett-Interferometer	23
2.4.2	Das Fabry-Perot-Interferometer	26
2.5	THz-Optik	31
2.5.1	Die Gauss'sche Optik	31
2.5.2	Ausleuchtung eines THz-Teleskopes	35
2.5.3	THz-Hörner	36
2.5.4	Fourier-Gitter	37
3	Das tcFPI als Array-Diplexer für den STO-Empfänger	39
3.1	Das FPI als Diplexer für STO	39
3.2	Vom FPI zum tcFPI als Array-Diplexer	40
3.3	Erste Tests mit dem tcFPI	46
4	Die Optik des STO-Empfängers	49
4.1	Der Rahmen für die Empfänger-Optik	50
4.1.1	Die Hörner der Komponenten	50
4.1.2	Das Teleskop	50
4.2	Die Signal-Optik als Grundgerüst der Empfänger-Optik	51
4.3	Die Warme Optik	58
4.3.1	Die Diplexer	59

4.3.2	Die Optik für die Lokaloszillatoren	65
4.4	Die Kalte Optik	68
4.4.1	Die Focal Plane Units	69
4.5	Der Polarisations-Verlauf durch die Optik	71
4.5.1	Die Stellung der Polarisationsgitter in der Optik	75
4.6	Simulation der Optik	75
4.6.1	Der Signalpfad	76
4.6.2	Die Diplexer	82
4.7	Herstellung der Optiken	85
4.7.1	Die Polarisationsgitter	88
5	Das 1.9 THz-tcFPI als Array-Diplexer im Labor	89
5.1	Das Design des Test-tcFPIs	90
5.2	Der Laboraufbau	93
5.2.1	Justage	95
5.2.2	Datenaufnahme	97
5.3	Resultate der Messungen	98
5.3.1	Das Reflexionsverhalten des tcFPIs	98
5.3.2	Das Transmissionsverhalten des tcFPIs	113
5.4	Fazit	120
6	Die Start-Vorbereitungen und der Flug von STO	123
6.1	Laser-Justierung der Optiken	124
6.1.1	Diplexer-Justage	125
6.1.2	Justage zwischen Warmer und Kalter Optik	125
6.2	Abkühlversuche und IU-Kennlinien	127
6.3	THz-Justage und gepumpte IU-Kennlinien	135
6.4	Test der Optik anhand von Diplexer-Scans	138
6.5	Vermessung der Beams der HEB-Hörner	148
6.6	Empfindlichkeitsmessungen am Empfänger	154
6.7	Der Observationsflug	156
7	Zusammenfassung und Ausblick	159

Kapitel 1

Einführung und Motivation

In der vorliegenden Dissertation wird das Design, der Aufbau, der Test und die Integration der Empfänger-Optik für den Multipixel-Zweikanal-Heterodyn-Empfänger des “Stratospheric Terahertz Observatory“ (STO) präsentiert. Darin inbegriffen sind das Design und der Test eines Diplexers auf der Grundlage eines doppelt-konfokalen Ring-Fabry-Perot-Interferometers¹ (tcFPIs) sowie seine Integration in die Empfänger-Optik.

Die Dissertation führt die Vorarbeiten fort, die bereits in meiner Diplomarbeit [23] zu diesem Thema stattgefunden haben. Sie sind an den entsprechenden Stellen gekennzeichnet.

STO [72] ist ein ballongestütztes Observatorium gewesen, das in Zusammenarbeit zwischen der University of Arizona [13], dem Jet Propulsion Laboratory (JPL) [10], dem Applied Physics Laboratory (APL) [7], dem I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln [9] und weiteren Partnern geplant und durchgeführt worden ist. Das Projekt ist auf amerikanischer Seite hauptsächlich durch die NASA und auf deutscher Seite von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanziert worden. Der Projektverantwortliche ist Prof. Dr. Christopher Walker von der University of Arizona gewesen.

Die Aufgabe von STO hat in der großflächigen Kartierung von ionisiertem Kohlenstoff, CII², und ionisiertem Stickstoff, NII, in der Milchstraße bestanden. Dazu ist ein Multipixel-Zweikanal-Heterodyn-Empfänger aufgebaut worden, dessen Optik in dieser Arbeit entstanden ist. Im Januar 2012 ist der Start des Observatoriums mit Hilfe eines Helium-Ballons von der Antarktis aus erfolgt. Während seines Fluges, der etwa vier Wochen gedauert hat, ist es aufgrund einer Vielzahl von Problemen nicht möglich gewesen, nennenswerte,

¹Die englische Bezeichnung ist ein “twin-confocal Ring-Fabry-Perot-Interferometer“, das mit tcFPI abgekürzt wird.

²In der Astrophysik werden neutrale Atome mit I, einfach ionisierte Atome mit II, zweifach ionisierte Atome mit III usw. bezeichnet. CII meint somit C⁺.

astronomische Ergebnisse zu erzielen.

Kap. 1.1 beginnt mit einer kurzen Einführung in die astrophysikalischen Prozesse des Interstellaren Mediums (ISMs), die die Motivation für STO darstellen.

In Kap. 1.2 folgt eine ausführliche Beschreibung des STO-Projektes. Die Komponenten des Heterodyn-Empfängers, welcher zur Detektion von CII und NII genutzt worden ist, werden vorgestellt. Mit Blick auf das oben genannte Thema der Dissertation gibt dieses Kapitel einen Überblick über die Rahmenbedingungen, die dem Diplexer und der Empfänger-Optik durch den Aufbau des Instrumentes und durch seine übrigen Komponenten gesetzt werden.

Kap. 1.3 zeigt die Struktur der Arbeit.

1.1 Das Interstellare Medium

Das Interstellare Medium (ISM)³ in unserer Galaxie, der Milchstraße, bildet den astrophysikalischen Rahmen dieser Arbeit.

Das ISM besteht aus Staub und Gas, das molekular, atomar oder ionisiert auftreten kann. Es ist hauptverantwortlich für die Entstehung und Entwicklung der Sterne in den Galaxien und spielt somit eine besonders wichtige Rolle in der Evolution der Galaxien.

Die sechs häufigsten Elemente des Gases im ISM sind nach [29]⁴ in absteigender Reihenfolge Wasserstoff, Helium, Sauerstoff, Kohlenstoff, Neon und Stickstoff, wobei Wasserstoff und Helium mit etwa 98% den Gasanteil des ISMs dominieren. Abhängig vom Zustand des Wasserstoffes wird das ISM in ionisierte, neutrale und molekulare Regionen unterteilt⁵.

Der Zustand des Wasserstoffes im ISM hängt unter anderem mit dem Strahlungsfeld zusammen, dem das ISM ausgesetzt ist. Dieses Strahlungsfeld setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, die in [29] dargestellt sind. Aufgrund der Relevanz für diese Arbeit beschränkt sich die Darstellung hier

³Der Begriff “Interstellares Medium“ bezieht sich nur auf die Bereiche zwischen den Sternen einer Galaxie. Die zwischen den Galaxien existierenden Gas- und Staubwolken werden dem Intergalaktischen Medium (IGM) zugeordnet.

⁴Weitere Aussagen zum ISM sind, falls nicht anders erwähnt, ebenfalls dieser Quelle entnommen.

⁵Die Entscheidung, ob eine Region als ionisiert, neutral oder molekular bezeichnet wird, wird anhand des Zustandes getroffen, in dem sich $> 50\%$ des vorkommenden Wasserstoffes befindet. In einer neutralen Region ist zum Beispiel $> 50\%$ des vorkommenden Wasserstoffes neutral, ionisierter oder molekularer Wasserstoff kann aber dennoch auftreten. Die Unterteilung trifft außerdem keine Aussage über die übrigen Elemente. In einer neutralen Region kann Kohlenstoff zum Beispiel komplett ionisiert vorkommen.

auf den UV-Bereich des Strahlungsfeldes, der hauptsächlich von massereichen Sternen erzeugt wird.

Sterne entstehen im molekularen Gas des ISMs durch instabile Masseverteilungen. Im einfachsten Fall einer nicht-rotierenden Masseverteilung $M(r)$ und in Abwesenheit eines Magnetfeldes ist die Instabilität gegeben, wenn der Gasdruck innerhalb der Masseverteilung ihrer Eigengravitation nicht standhalten kann. Dies wird als Jeans-Kriterium bezeichnet:

$$\frac{dp}{dr} \leq -G \frac{\rho(r)M(r)}{r^2}, \quad (1.1)$$

wobei p der Gasdruck innerhalb der Masseverteilung, G die Gravitationskonstante und $\rho(r)$ die Dichte der Masseverteilung ist. $M(r)$ kollabiert daraufhin aufgrund der Gravitation und bildet einen ersten Protostern.

Betrachtet wird ein massereicher Stern, der von einer molekularen Wolke umgeben wird. Der Stern strahlt Photonen im fernen UV-Bereich ab, die mit dem Gas und Staub der Wolke wechselwirken.

Photonen mit Energien oberhalb der Ionisierungsenergie von Wasserstoff ($h\nu > 13.6 \text{ eV}$) ionisieren den umgebenden Wasserstoff, so dass eine ionisierte Region entsteht, die HII-Region⁶ genannt wird. Es werden Elektronen mit hohen kinetischen Energien frei, die die Region durch Stöße stark aufheizen. Typische Temperaturen liegen bei 10^4 K .

Während Photonen mit $h\nu > 13.6 \text{ eV}$ in der HII-Region vollständig absorbiert werden, können Photonen mit $h\nu < 13.6 \text{ eV}$ die Grenze zwischen der ionisierten HII-Region und dem neutralen Teil überschreiten. Diese Grenze wird auch Ionisierungsfront genannt. Die Photonen können außerhalb der Ionisierungsfront den Wasserstoff nicht mehr ionisieren, so dass dieser Teil der Wolke neutral bleibt.

Photonen mit $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ regulieren hier die Aufheizung und die Chemie des Gases⁷. Regionen, auf die diese Eigenschaft zutrifft, werden "Photon Dominated Regions"⁸ (PDRs) genannt. Die komplexen Prozesse in diesen PDRs sind in [43] beschrieben. Demnach befindet sich das gesamte atomare und mindestens 90% des molekularen Gases einer Galaxie in einer PDR. Zur Untersuchung der Prozesse in den PDRs werden theoretische Modelle, zum Beispiel das KOSMA- τ -Modell [11], aufgestellt, mit denen PDRs simuliert werden. Ein Vergleich zwischen den Modellen ist in [62] gegeben.

Die Photonen in der PDR sind verantwortlich für die Photodissoziation und -ionisierung der Moleküle und Atome des Gases. Durch die verschiedenen

⁶Die Bezeichnung "HII-Region" bezieht sich auf dichtes, ionisiertes Gas in der Nähe massereicher Sterne. Es können weitere ionisierte Regionen durch andere Prozesse im ISM entstehen, die hier nicht berücksichtigt werden.

⁷Photonen unterhalb von 6 eV tragen nicht mehr zur Aufheizung des Gases bei.

⁸In der Literatur werden PDRs häufig auch als "Photodissociation Regions" bezeichnet.

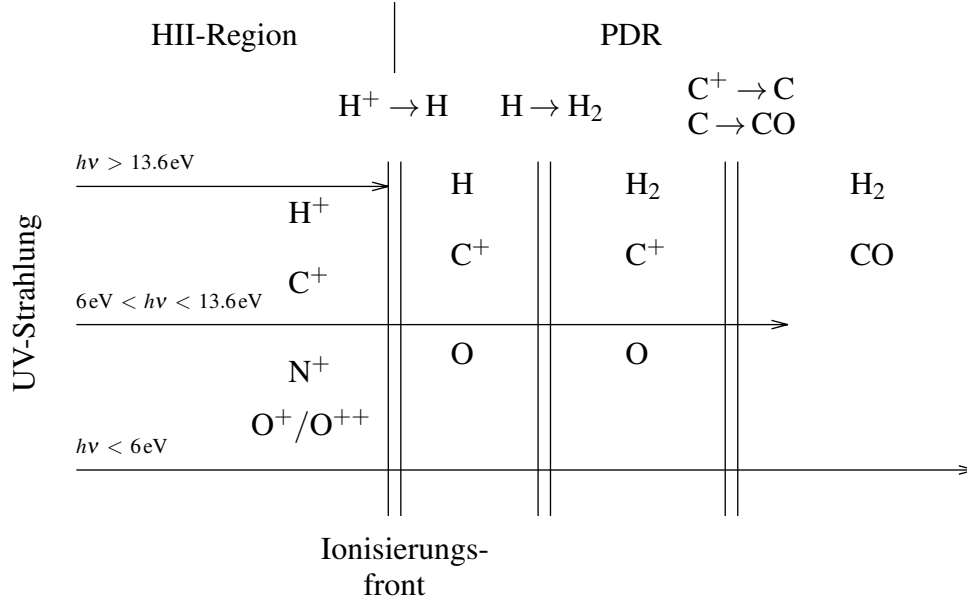


Abbildung 1.1: Vereinfachter Schichtaufbau einer PDR analog zu [43] und [29]. Die UV-Strahlung eines Sternes erzeugt eine HII-Region, in der die übrigen Elemente mit verschiedenen Ionisierungsgraden vorkommen können. Die HII-Region wird von der Ionisierungsfront begrenzt. Es schließt sich die PDR an, die das neutrale Medium und einen Teil des molekularen Gases umfasst. Die Prozesse in der PDR werden von den Photonen mit Energien zwischen 6 eV und 13.6 eV bestimmt. Neben der Ionisierungsfront findet in der PDR sowohl der Übergang von atomarem zu molekularem Wasserstoff als auch der Übergang von ionisiertem Kohlenstoff zu Kohlenstoffmonoxid statt.

Dissoziations- und Ionisierungsenergien der Elemente entsteht eine Unterteilung der PDR in Schichten, die in Abb. 1.1 dargestellt ist.

CII ist sowohl in ionisierten Regionen als auch in den PDRs des ISMs vorzufinden. Er kann leicht durch Stöße mit Elektronen oder atomarem und molekularem Wasserstoff angeregt werden. Der verbotene Feinstruktur-Übergang [CII]⁹ bei $\lambda_{\text{[CII]}} = 158 \mu\text{m}$ ist daher einer der wichtigsten Kühlmechanismen des ISMs¹⁰.

Die Untersuchung der [CII]-Linie dient der Überprüfung der theoretischen Überlegungen zum ISM und gibt damit Aufschlüsse über die komplexen Prozesse im ISM.

⁹Die Klammern [] kennzeichnen verbotene Übergänge des Atoms, Ions oder Moleküls. Durch die sehr geringe Dichte im ISM finden diese Übergänge dennoch statt und können von der Erde aus beobachtet werden.

¹⁰Der Feinstruktur-Übergang [OI] bei $\lambda_{\text{[OI]}} = 63 \mu\text{m}$ ist der zweite wichtige Kühlmechanismus.

Nach [30] gibt es im neutralen Teil des ISMs zwei stabile Phasen, die abhängig von der vorherrschenden Temperatur als “Cold Neutral Medium“ (CNM) oder “Warm Neutral Medium“ (WNM) bezeichnet werden. Um eine detektierte [CII]-Emission dem CNM oder WNM zuordnen zu können, wird eine hohe spektrale Auflösung benötigt. Dadurch können verschiedene Temperaturkomponenten in der [CII]-Linie identifiziert und dem CNM oder WNM zugewiesen werden. Die hohe spektrale Auflösung dient außerdem der Unterscheidung Doppler-verschobener Geschwindigkeitskomponenten in der Beobachtungs-Sichtlinie.

Da NII nur in ionisierten Regionen vorkommt, erfolgt die Unterscheidung zwischen einer ionisierten Region und einer PDR über die Beobachtung des verbotenen Feinstruktur-Überganges [NII] bei $\lambda_{\text{[NII]}} = 205 \mu\text{m}$.

Aktuelle Instrumente, die [CII] und [NII] spektral hochaufgelöst detektieren können, sind das “Heterodyne Instrument for the Far-infrared“ (HIFI) [28] auf dem Herschel-Satelliten [56] und der “German REceiver for Astronomy at Terahertz Frequencies“ (GREAT) [40] auf dem “Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy“ (SOFIA) [77].

Erste Beobachtungsergebnisse des “Galactic Observations of Terahertz C+“-Projektes (GOT C+) mit HIFI sind zum Beispiel [57] zu entnehmen.

Dort ist aus der [CII]-Linie das Verhältnis von CNM zu WNM in den beobachteten Bereichen bestimmt worden.

Das Vorkommen von H_2 im ISM ist bislang anhand des Vorkommens von CO untersucht worden. In [76] wird vermutet, dass weitere Mengen H_2 in Regionen existieren, in denen CO bereits in seine atomaren Bestandteile aufgespalten ist und der Kohlenstoff sowohl atomar als auch ionisiert vorkommt (s. Abb. 1.1). In [57] ist die Menge dieses sogenannten “CO-dark H_2 “-Gases mit Hilfe der [CII]-Linie in den beobachteten Regionen abgeschätzt worden.

STO soll die bislang durchgeführten Beobachtungen von [CII] und [NII] durch eine großflächige Kartierung der Milchstraße ergänzen.

1.2 Das Stratospheric Terahertz Observatory

Die Emissionslinien [NII] und [CII] liegen bei 1.4 THz und 1.9 THz. Strahlung bei diesen Frequenzen ist vom Erdboden aus aufgrund der hohen Absorption der Atmosphäre kaum zu detektieren (s. Abb. 1.2). STO wird daher von einem Helium-Ballon bis in die Stratosphäre gezogen. Der Start erfolgt von der “Long Duration Balloon Facility“ (LDB) in der Antarktis. Sie bietet aufgrund sehr stabiler Winde im antarktischen Sommer eine geeignete Umgebung für ein ballongestütztes Observatorium.

In der Stratosphäre bewegt sich STO entlang einer Trajektorie, die bei-

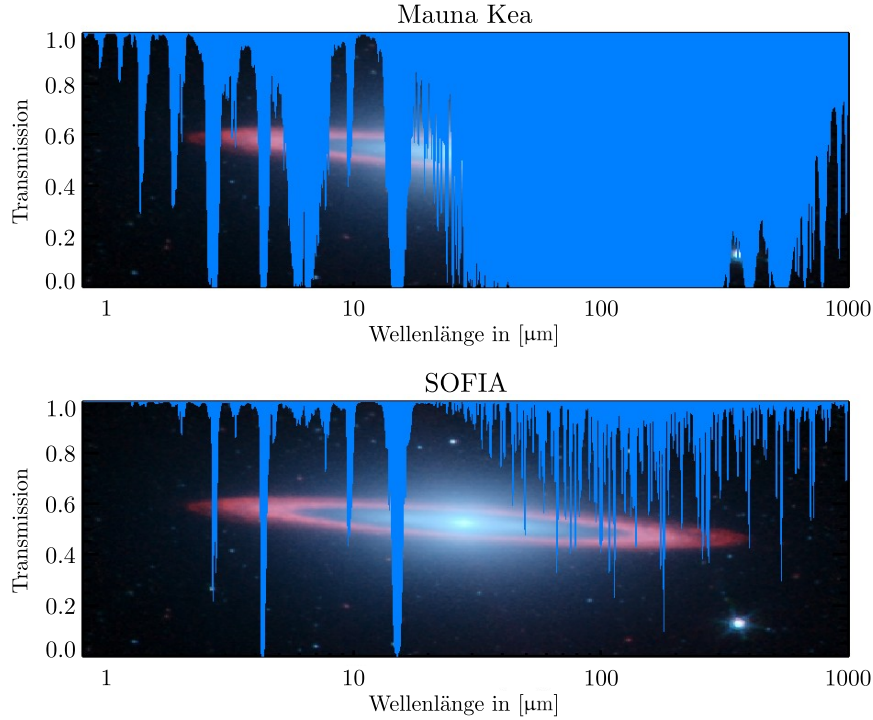


Abbildung 1.2: Die atmosphärische Transmission im THz-Bereich für erdgebundene Observatorien am Beispiel von Mauna Kea auf Hawaii (oben) und auf einer Höhe von 13 km am Beispiel von SOFIA (unten) aus [78]. Grund für die Absorption in der Atmosphäre ist hauptsächlich Wasserdampf. Die Absorption nimmt mit der Höhe und dem damit abnehmenden Wasserdampf in der Sichtlinie ab, so dass sich weitere Fenster im THz-Bereich öffnen und die Atmosphäre annähernd transparent wird.

spielhaft in Abb. 1.3 dargestellt ist. Der von der südlichen Hemisphäre beobachtbare Teil der Milchstraße ist ebenfalls in Abb. 1.3 illustriert.

Zur Detektion der Emissionslinien [NII] und [CII] wird ein Multipixel-Heterodyn-Empfänger bei 1.4 THz und 1.9 THz mit hoher spektraler Auflösung genutzt, der pro Frequenz mit vier Detektoren ausgestattet ist. Die hohe spektrale Auflösung ist notwendig, um die verschiedenen Geschwindigkeits- und Temperaturkomponenten in den detektierten Linien unterscheiden zu können. Aus den vier Detektoren pro Frequenz resultieren vier räumlich getrennte Pixel, die am Himmel in einem Beam-Muster¹¹ angeordnet sind (s. Abb. 1.3). Durch vier Pixel am Himmel erhöht sich die Kartierungsgeschwindigkeit des Empfängers um das Vierfache. Da die Beobachtungszeit

¹¹Das Beam-Muster kann auch als Array, bestehend aus vier Beams, bezeichnet werden. Eine Optik für ein Beam-Muster wird daher auch Array-Optik genannt.

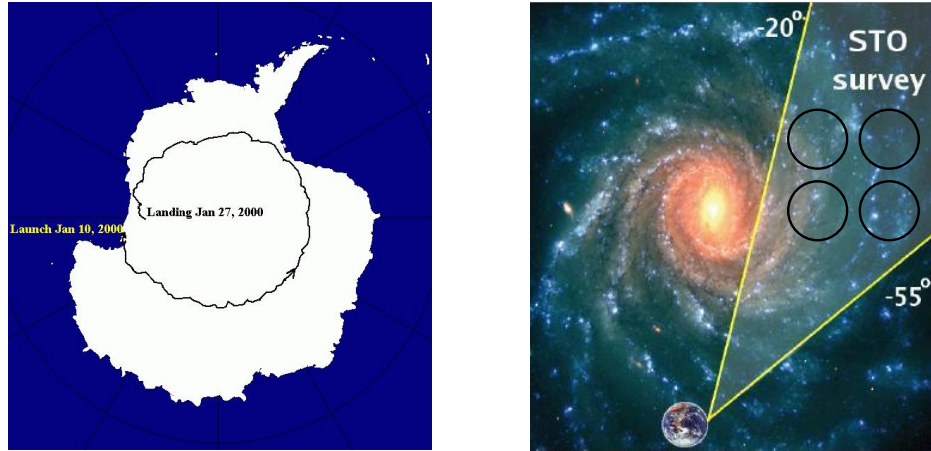


Abbildung 1.3: Links: Die Trajektorie des Flare Genesis Experiments [63] aus dem Jahr 2000 in einer Höhe von etwa 35 km. Aufgrund sehr stabiler Winde im antarktischen Sommer ist die Trajektorie annähernd kreisförmig. Da diese Winde nur zu einer gewissen Zeit im antarktischen Sommer auftreten, ist das Startfenster von STO auf diesen Zeitraum begrenzt.

Rechts: Der Teil der Milchstraße, der mit STO von der südlichen Hemisphäre aus beobachtet werden soll, aus [72]. Es wird beispielhaft das Beam-Muster aus vier Pixeln am Himmel gezeigt. In Absprache mit den Beteiligten des Projektes wird eine 2x2-Konfiguration gewählt, um ein kompaktes Beam-Muster zu erhalten. Dies ermöglicht ein kompaktes Optik-Design, welches aufgrund des geringen, zur Verfügung stehenden Platzes für die Optik notwendig ist. Jeder Pixel hat ein Winkelauflösungsvermögen von etwa $1'$.

des ballongestützten Observatoriums begrenzt ist, trägt dies zur Effizienz von STO bei.

Das Teleskop von STO ist ein on-Axis Cassegrain-Teleskop mit einer 80 cm-Apertur. Während GREAT und HIFI mit einer hohen Winkelauflösung nur kleine Bereiche der Milchstraße untersuchen können, kann STO durch die kleine Apertur des Teleskopes das Vorkommen von NII und CII in der Milchstraße großflächig kartieren. Aus dem Durchmesser des Teleskopes $D = 80$ cm folgt ein Auflösungsvermögen von etwa $1'$ pro Pixel.

Den Mischprozess gemäß des Heterodynprinzips übernehmen im Empfänger "Hot Electron Bolometer" (HEBs), die vom I. Physikalischen Institut (1.9 THz) [58] und von JPL (1.4 THz) hergestellt worden sind. Sie bestehen zum Teil aus supraleitendem Material, hier NbTiN, und werden daher innerhalb eines evakuierten Dewars mit flüssigem Helium auf 4.2 K heruntergekühlt.

Zur Erzeugung eines monochromatischen Referenzsignals, das für den Mischprozess notwendig ist, werden pro Frequenz je ein Lokaloszillator (LO)

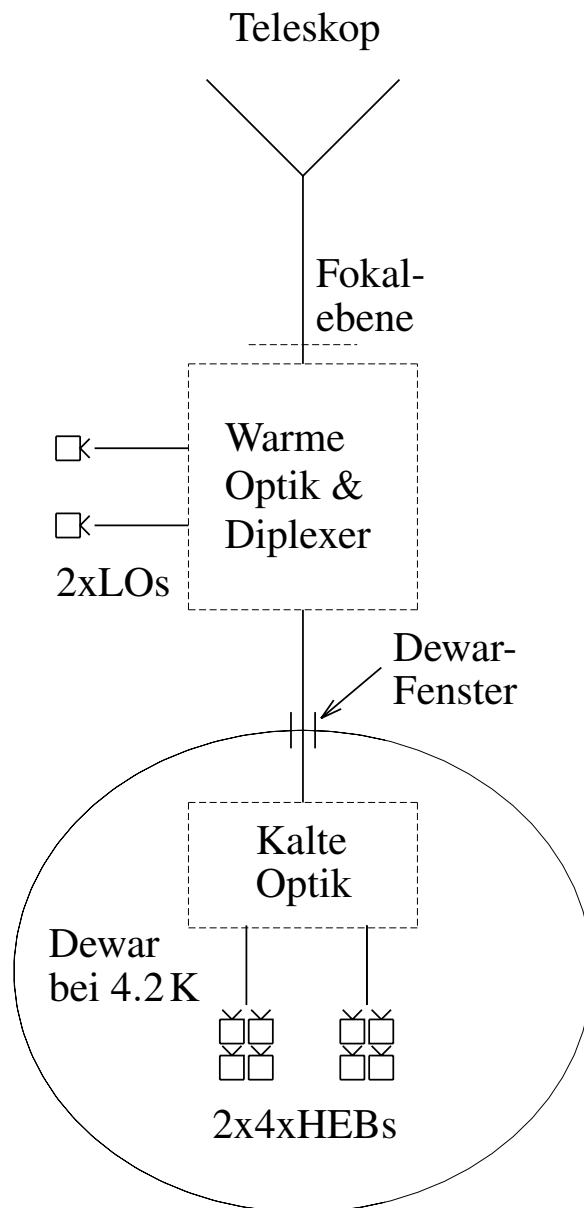


Abbildung 1.4: Die Optik unterteilt sich in einen Teil, der sich im Dewar befindet und “Kalte“ Optik genannt wird, und einen Teil, der sich außerhalb des Dewars auf Raumtemperatur befindet und “Warme“ Optik genannt wird. Die Warme Optik nimmt das astronomische Signal in der Fokalebene des Teleskopes in Form des Beam-Musters aus Abb. 1.3 auf und überlagert es im Diplexer möglichst verlustfrei mit der Leistung der beiden Lokaloszillatoren. Die Kombination aus LO-Leistung und astronomischem Signal gelangt danach im Beam-Muster durch das Dewar-Fenster in das Innere des Dewars, wo sie von der Kalten Optik an die acht HEBs weitergeleitet wird.

verwendet. Der 1.4 THz-LO ist ein Beitrag von JPL gewesen, während der 1.9 THz-LO kommerziell von Virginia Diodes Inc. [15] erstanden worden ist.

Ein essentiell wichtiger Baustein des Heterodyn-Empfängers ist seine Optik. Abb. 1.4 zeigt ein Schema, das näherungsweise dem Aufbau von STO entspricht und die Aufgabe der Optik klarstellt.

Die gemeinsame, mechanische Schnittstelle der Kalten und der Warmen Optik ist der sogenannte Dewar-Insert, der im Dewar verbaut wird. Er ist in Abb. 1.5 dargestellt.

Aus dem Abstand der Kalt- und Warmfläche ergeben sich Einschränkungen auf den Abstand zwischen Warmer und Kalter Optik. Außerdem grenzt der Durchmesser des Fensters in der Warmfläche die optische Kopplung zwischen Kalter und Warmer Optik ein.

Abb. 1.6 zeigt das komplette Observatorium vor dem Start in der Antarktis.

Meine Aufgabe innerhalb des STO-Projektes ist in drei Teile unterteilt:

- Design und Test eines Array-Diplexers, der auf den Heterodyn-Empfänger zugeschnitten ist,
- Design und Aufbau einer Empfänger-Optik, die pro Frequenz einen Array-Diplexer beinhaltet und die Kopplung des Teleskopes, der LOs und der HEBs an die Array-Diplexer herstellt,
- Integration der Optik in STO und Sicherstellung der Funktionsweise im Heterodyn-Empfänger.

Bereits in meiner Diplomarbeit [23] fanden 2009 Vorarbeiten statt. Dort ist auf der Grundlage eines doppelt-konfokalen Ring-Fabry-Perot-Interferometers (tcFPIs) ein erstes 1.9 THz-Design eines Array-Diplexers für STO entstanden. Ein auf 800 GHz skaliertes Prototyp dieses Designs ist mit Hilfe eines 800 GHz-Empfängers im Labor erfolgreich getestet worden. Im Anschluss an die Diplomarbeit sind die oben aufgeführten Aufgaben bearbeitet worden. Der zeitliche Ablauf ist in Tab. 1.1 dargestellt.

In Köln ist sowohl das Design der Empfänger-Optik mit integrierten Diplexern erstellt, als auch nach dem Start im Januar 2012 ein zweiter 1.9 THz-Array-Diplexer erfolgreich getestet worden. Die Empfänger-Optik ist nach ihrer Herstellung während mehrerer Aufenthalte in den USA sowie einem achtwöchigen Aufenthalt in der Antarktis in den Heterodyn-Empfänger von STO integriert, getestet und auf den Start vorbereitet worden.

Während dieser Vorbereitungen sind mehrere Probleme aufgetreten, die hier kurz aufgeführt werden:

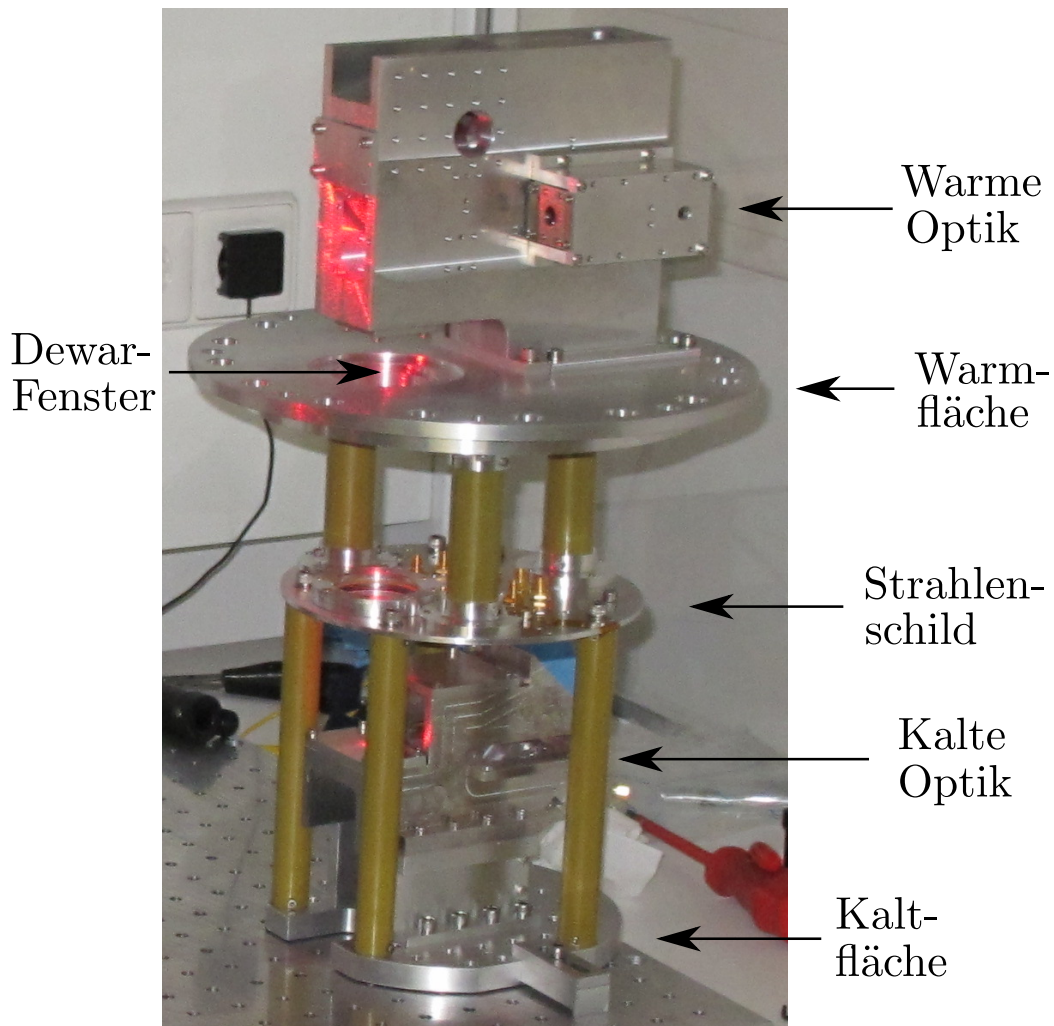


Abbildung 1.5: Der Dewar-Insert besteht aus drei Flächen, die auf unterschiedlichen Temperaturen gehalten werden. Die Warmfläche bildet den Abschluss mit dem Dewar, so dass ihre Temperatur der Umgebungstemperatur entspricht. Sie bietet Montagemöglichkeiten für die Warme Optik und das Dewar-Fenster. Unten ist die 4.2 K-Kaltfläche zu sehen. Sie wird über Aluminium-Streifen mit dem Helium-Tank des Dewars verbunden. Auf dieser Fläche wird die Kalte Optik montiert. Ein Podest bringt die Kalte Optik auf den korrekten Abstand zur Warmen Optik. Zwischen diesen Flächen befindet sich das 140 K-Strahlenschild, das die 4.2 K-Fläche vor der thermischen Strahlung der Warmfläche schützt. Die Verbindung zwischen den Flächen stellen Torlon-Zylinder her. Die Abstände zwischen den Flächen werden von einem thermischen Modell vorgegeben, das die Temperaturen der drei Flächen über die Wärmeleitung und -strahlung berechnet. Nach diesem Modell beträgt die Standzeit des Dewars etwa zwei Wochen.

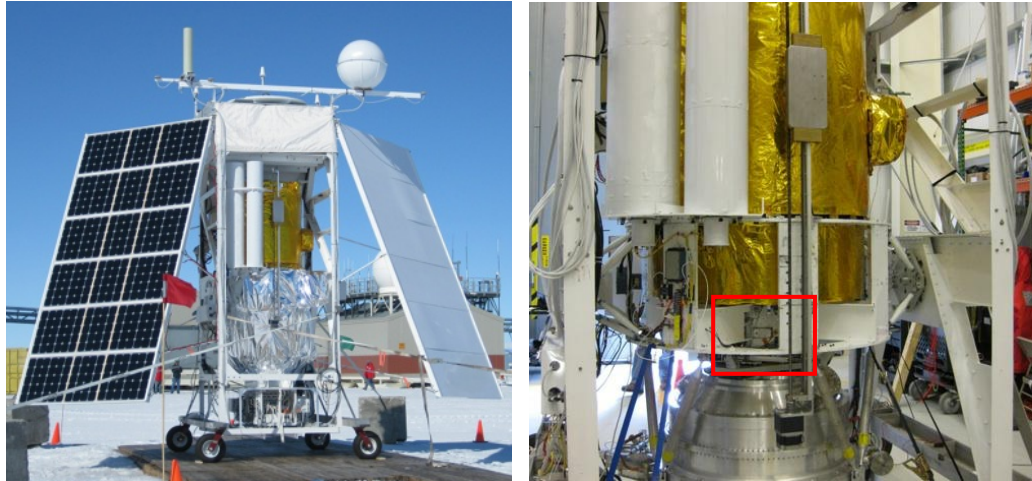


Abbildung 1.6: Fotos von STO aus dem offiziellen STO-Blog [5] während der Vorbereitungen auf den Start in der Antarktis.

Links ist das komplette Observatorium zu sehen. Eine Gondel stellt die Behausung des Observatoriums dar. Die Gondel ist mit einem Torsionsmotor versehen, der mit dem Helium-Ballon verbunden wird und die Gondel im Azimut bewegt. Innerhalb des oberen Teils der Gondel ist das mit Goldfolie umwickelte Teleskop zu sehen. Sowohl Gondel als auch Teleskop stammen aus dem Flare Genesis Experiment [63]. Die zwei weißen Röhren in der Nähe des Teleskopes sind optische Sternen-Kameras, die auf die optische Achse des Teleskopes justiert sind. Mit Hilfe der aufgenommenen Sternbilder kann die Ausrichtung des Teleskopes auf eine astronomische Quelle überprüft werden. Unterhalb des Teleskopes befindet sich der Dewar, der zur besseren Isolierung in Aluminiumfolie eingepackt worden ist. Der Dewar ist von Ball Aerospace & Technologies Corp. [8] gekauft worden. Ein Solarsegel stellt die elektrische Versorgung der Gondel sicher. Auf der Gondel und unterhalb des Dewars stellen weitere Geräte die Verbindung zu einem Satelliten her, über den mit der Gondel kommuniziert werden kann.

Rechts ist der an das Teleskop montierte Dewar zu sehen. Die Empfänger-Optik stellt die Kopplung zwischen den insgesamt acht HEBs im Dewar, den zwei Lokaloszillatoren außerhalb des Dewars und dem Teleskop her (s. Abb. 1.4). Das rote Rechteck deutet die Position der Warmen Optik und den für sie zur Verfügung stehenden Platz zwischen Teleskop und Dewar an. Der Raum wird durch weitere Komponenten, die sich auf dem Dewar befinden, beschränkt. Die Kalte Optik unterliegt ähnlichen Einschränkungen. Die Warmfläche des Dewar-Inserts schließt den Dewar ab. In ihr ist ein Dewar-Fenster integriert, das zur optischen Kopplung zwischen Warmer und Kalter Optik genutzt wird.

Köln	2009	Vorarbeiten während der Diplomarbeit (s. Kap. 3)	
Köln	2010 - April 2011	Design und Herstellung der Optik (s. Kap. 4)	
Tucson, AZ	Mai 2011 - Juni 2011	Empfänger-Tests I	(s. Kap. 6)
APL	Juli 2011	Test der Montage von Dewar und Teleskop	
Palestine, TX	August 2011	Empfänger-Tests II	
	September 2011 - Oktober 2011	Transport in die Antarktis	
LDB, Antarktis	November 2011 - Januar 2012	Empfänger-Tests III Start-Vorbereitungen	
LDB, Antarktis	Januar 2012	Start von STO	
Köln	Februar 2012 - Januar 2013	Test eines 1.9 THz-tcFPIs (s. Kap. 5)	

Tabelle 1.1: *Der zeitliche Ablauf von STO. Den verschiedenen Zeiträumen sind die entsprechenden Kapitel zugeordnet, in denen die durchgeführten Arbeiten beschrieben sind. Der Start von STO war ursprünglich für Mitte Dezember 2011 geplant. Durch ein Vakuum-Leck am Dewar hat sich der Starttermin auf Mitte Januar 2012 verschoben. APL steht für "Applied Physics Laboratory", einer der Partner im Projekt, der in der Nähe von Washington D.C. angesiedelt ist.*

- Die thermische Kopplung zwischen dem Helium-Tank des Dewars und den HEBs war so mangelhaft, dass die HEBs lediglich eine Minimaltemperatur von etwa ~ 7 K erreichten. Unter der Temperaturdifferenz zu 4.2 K hat die Empfindlichkeit des Empfängers gelitten.
- Zwei Wochen vor dem geplanten Start Mitte Dezember 2011 trat in der Antarktis ein Vakuum-Leck am Dewar auf. Das Leck ist daraufhin mit einer Spezialpaste, die von Ball Aerospace in die Antarktis geschickt worden ist, verschlossen worden. Durch diesen Vorfall gingen etwa zwei Wochen verloren. Der Start von STO musste bis Mitte Januar 2012

verschoben werden. Als Konsequenz aus diesem Vorfall erreichten die HEBs nur noch ~ 8 K. Die Ursache für das Leck lag vermutlich an einem unsachgemäßen Transport des Dewars in die Antarktis.

- Trotz einer geplanten Standzeit von etwa vierzehn Tagen war zwei Tage nach dem Start von STO das Helium im Tank des Dewars bereits aufgebraucht, so dass die HEBs zu warm und nicht mehr einsatzbereit waren.
- Innerhalb der zwei Tage, in denen der Empfänger funktionsfähig war, traten Probleme auf, das Teleskop auf den korrekten Azimut und Elevationswinkel auszurichten.
- Der Dewar-Insert, der die mechanische Kopplung zwischen der Kalten und der Warmen Optik herstellt, wies mechanische Instabilitäten auf. Eine zuvor sichergestellte Justage zwischen Kalter und Warmer Optik ist daher verloren gegangen und konnte nur ansatzweise wieder hergestellt werden.
- Von geplanten acht HEBs waren zum Zeitpunkt der Start-Vorbereitungen in der Antarktis nur vier HEBs einsatzfähig. Von diesen vier HEBs konnten lediglich zwei HEBs, eins pro Frequenz, erfolgreich getestet werden.
- Während der Vorbereitungen auf den Start in der Antarktis zeigte der 1.4 THz-LO einen Defekt auf. Durch Austausch der defekten Bauteile ist der LO auf eine niedrigere Frequenz umgebaut worden. Anstatt der [NII]-Linie bei $\lambda_{\text{[NII]}} = 205 \mu\text{m}$ konnte mit dem 1.4 THz-Kanal dadurch die Rotationslinie (J=12-11) von CO bei $\lambda_{\text{CO}} = 217 \mu\text{m}$ detektiert werden. Durch den Umbau haben sich die optischen Eigenschaften des LOs geändert, so dass die Optik keine verlustfreie Kopplung zum LO herstellen konnte.

Aufgrund dieser Vielzahl von Problemen konnten mit dem Heterodyn-Empfänger von STO schlussendlich keine verwertbaren, astronomischen Messungen durchgeführt werden.

1.3 Die Struktur dieser Arbeit

Die Bearbeitung meiner Aufgaben im STO-Projekt wird in sechs weiteren Kapiteln dargestellt.

Zum Anfang werden in Kap. 2 die Grundlagen der Detektion von THz-Strahlung erläutert. Es bildet die technologische und theoretische Basis, die zur Bewerksstellung der Aufgaben notwendig ist. Das Heterodynprinzip und die nötigen Komponenten zur Umsetzung im Heterodyn-Empfänger werden vorgestellt.

In Kap. 3 wird der Diplexer der Empfänger-Optik diskutiert. Die Anforderungen, die aus den Komponenten des Heterodyn-Empfängers resultieren, führen zur Wahl des tcFPIs als Array-Diplexer. Es folgt eine kurze Zusammenfassung der Vorarbeiten aus meiner Diplomarbeit [23]. Das Design eines 1.9 THz-tcFPIs, welches dort entstanden ist, wird erläutert. Erste Ergebnisse sind mit einem skalierten 800 GHz-tcFPI erzielt worden.

Das Design und die Herstellung der Empfänger-Optik sind Thema in Kap. 4. Dazu werden zunächst die optischen Eigenschaften der weiteren Komponenten (HEBs, LOs und Teleskop) im Empfänger genannt. Im Weiteren wird der Signalpfad als Grundgerüst der Optik vorgestellt, der auf die Bedürfnisse der zwei eingebetteten tcFPIs als Array-Diplexer zugeschnitten ist. Die Injektion der Lokaloszillatoren in die Diplexer und die “Focal Plane Units“ (FPU), die die Kopplung der HEBs an die Optik herstellen, werden beschrieben. Es folgt eine rechnerische Simulation der Optik, die ihre theoretische Funktionsweise sicherstellt. Zum Abschluss wird auf die Herstellung der Optiken in der institutseigenen Feinmechanikwerkstatt eingegangen.

Im folgenden Kap. 5 werden die Labormessungen eines 1.9 THz-Array-Diplexers beschrieben, dessen Design dem in STO eingesetzten 1.9 THz-Diplexer ähnelt. Hierfür ist eine eigene Laboroptik entstanden und in der Feinmechanikwerkstatt hergestellt worden. Die Ergebnisse der Laborexperimente zeigen die korrekte Funktionsweise des tcFPIs als Array-Diplexer und bestätigen den Einsatz des tcFPIs im STO-Heterodyn-Empfänger.

Kap. 6 beschreibt die Integration der Optik in den Heterodyn-Empfänger vom Zusammenbau des Dewars in Tucson, AZ über Empfänger-Tests in Palestine, TX bis zum Start von STO von der “Long Duration Balloon Facility“ (LDB) in der Antarktis. Es wird auf die verschiedenen, aufgetretenen Probleme und die damit verbundenen Lösungsversuche eingegangen. Die zuletzt erzielten Ergebnisse vor dem Start werden präsentiert. Den Abschluss bilden die Vorkommnisse während des Fluges.

In Kap. 7 werden die Ergebnisse, Tätigkeiten und Vorgänge zusammengefasst. Als Ausblick werden zukünftige Projekte gezeigt, in denen ein Einsatz des tcFPIs als Array-Diplexer möglich ist.

Kapitel 2

Grundlagen eines THz-Heterodyn-Empfängers

Dieses Kapitel beschreibt die theoretischen und technischen Grundlagen der Detektion von THz-Strahlung.

Dazu werden in Kap. 2.1 zunächst die beiden grundsätzlich möglichen Detektionsmethoden von Strahlung vorgestellt, die kohärente und die inkohärente Detektion. Die Umsetzung der kohärenten Detektion im Heterodynprinzip wird beschrieben.

Daraufhin wird in Kap. 2.3 kurz auf die Technologien für THz-Mischer und THz-Lokaloszillatoren (LOs) eingegangen, die für den Bau eines Heterodyn-Empfängers benötigt werden. Im Bereich der THz-LOs liegt der Schwerpunkt auf den Vervielfacher-Ketten (s. Kap. 2.2). Im Bereich der THz-Mischer liegt das Hauptaugenmerk auf den “Hot Electron Bolometer“ (HEBs).

In Kap. 2.4 folgt eine ausführliche Diskussion zur Überlagerung der LO-Strahlung mit der astronomischen Strahlung, für die Leistungs-Strahlteiler oder frequenzabhängige Diplexer verwendet werden müssen. Mit dem Martin-Puplett-Interferometer (MPI) und dem Fabry-Perot-Interferometer (FPI) werden die wichtigsten Diplexer vorgestellt und theoretisch behandelt.

Im letzten Kap. 2.5 werden die optischen Gesichtspunkte im THz-Bereich beschrieben. Die Gauss’sche Optik tritt an die Stelle der geometrischen Optik und wird als Lösung der achsensymmetrischen, paraxialen Wellengleichung eingeführt (s. Kap. 2.5.1). Im Weiteren wird auf die Ausleuchtung eines THz-Teleskopes eingegangen (s. Kap. 2.5.2). Es folgt eine kurze Betrachtung eines THz-Horns, das eine elektromagnetische Welle in Form eines Gauss’schen Beams an den freien Raum koppelt (s. Kap. 2.5.3). Den Abschluss bilden die Fourier-Gitter, mit denen eine elektromagnetische Welle aus einer Raumrichtung in verschiedene Raumrichtungen aufgeteilt werden kann (s. Kap. 2.5.4).

2.1 Methoden der THz-Detektion

Die zwei grundsätzlichen Detektionsmethoden von Strahlung sind die kohärente und die inkohärente Detektion.

Bei der inkohärenten Detektion wird die Leistung der einfallenden Photonen aufgenommen, während die Phaseninformationen verloren gehen. Als Beispiele hierfür sind “Transition-Edge Sensors“ (TESs) [45] und “Microwave Kinetic Inductance Detectors“ (MKIDs) [27] zu nennen.

Zur spektralen Auflösung des Signals können zum Beispiel Gitter-Spektrometer oder Interferometer genutzt werden. Das spektrale Auflösungsvermögen ist dann durch die Größe des genutzten Spektrometers begrenzt.

Die kohärente Detektion dagegen nimmt die Amplitude und die Phase der einfallenden Photonen gleichzeitig auf. Ein Beispiel hierfür ist die heterodyne Detektion. Das Schema eines Heterodyn-Empfängers ist in Abb. 2.1 dargestellt.

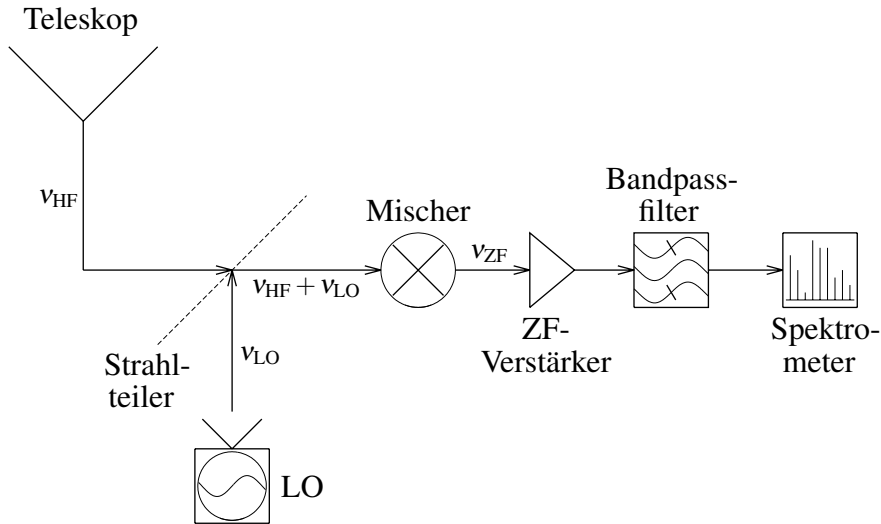


Abbildung 2.1: Der schematische Aufbau eines Heterodyn-Empfängers. Ein astronomisches Signal in der Hochfrequenz ν_{HF} (HF) wird am Teleskop eingefangen und in dieser Darstellung mit Hilfe eines Strahlteilers mit der Referenzfrequenz ν_{LO} eines Lokoszillators (LOs) überlagert. Auf weitere Möglichkeiten der Überlagerung mittels eines Diplexers wird in Kap. 2.4 eingegangen. Ein nicht-lineares Bauteil, welches Mischer genannt wird, setzt die Hochfrequenz in die Differenzfrequenz $\nu_{ZF} = |\nu_{HF} - \nu_{LO}|$ um, die als Zwischenfrequenz (ZF) bezeichnet wird. Der Mischprozess wird in Kap. 2.3 genauer erklärt. Die Zwischenfrequenz liegt üblicherweise im GHz-Bereich und kann rauscharm verstärkt werden. Ein Bandpassfilter filtert überflüssige Frequenzen aus dem ZF-Spektrum, welches zuletzt in einem Spektrometer spektral aufgelöst detektiert werden kann.

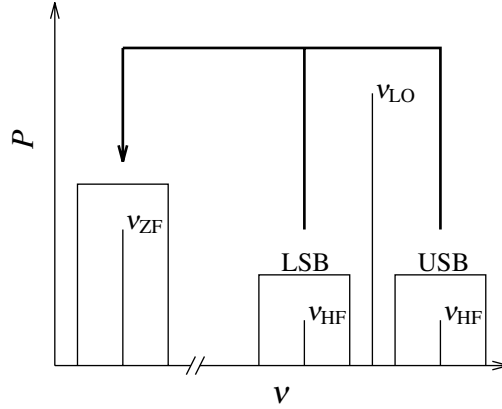


Abbildung 2.2: Darstellung der Transformation des oberen (USB) und des unteren Seitenbandes (LSB) aus der HF in die ZF. Der dargestellte Betrieb wird als Doppelseitenband-Modus (DSB-Modus) bezeichnet. Wird eines der Seitenbänder vor der Detektion eliminiert, so wird vom Einseitenband-Modus (SSB-Modus) gesprochen. Im SSB-Modus kann eine eindeutige Frequenzzuordnung zwischen HF und ZF erreicht werden.

Durch die Erhaltung der Phaseninformationen können Signale von mehreren Teleskopen auch nach der Detektion noch zur Interferenz gebracht werden, so dass Interferometer mit sehr großen Basislinien leicht realisierbar sind¹.

Das astronomische Spektrum wird durch den Mischprozess in die Zwischenfrequenz verschoben, wobei die Frequenzzuordnung von der Zwischenfrequenz in die Hochfrequenz nicht immer eindeutig ist. Durch die Differenzbildung werden die HF-Frequenzen $\nu_{LO} + \nu_{ZF}$ und $\nu_{LO} - \nu_{ZF}$ auf die gleiche Zwischenfrequenz ν_{ZF} abgebildet. Es wird daher von einem oberen und einem unteren Seitenband gesprochen. Abb. 2.2 veranschaulicht diesen Sachverhalt².

In der ZF können moderne “Digital Fourier Transformation Spectrometer“ (DFTS) verwendet werden, die eine hohe spektrale Auflösung zwischen $10^5 - 10^6$ bieten. Durch die Frequenzkonvertierung in den GHz-Bereich entspricht dies einem realen Auflösungsvermögen von $10^8 - 10^9$. Mit einem inkohärenten Detektor ist ein solches Auflösungsvermögen nur sehr schwierig zu erreichen. Dies ist der Hauptvorteil der kohärenten Detektion gegenüber der inkohärenten Detektion.

¹Beispiele für solche Interferometer sind das “Atacama Large Millimeter/submillimeter Array“ (ALMA) [3] oder das “Very Long Baseline Array“ (VLBA) [14].

²Die englischen Bezeichnungen für oberes und unteres Seitenband sind “Upper Side Band“ (USB) und “Lower Side Band“ (LSB). Der Einseitenband-Modus heißt “Single Side Band“-Modus (SSB-Modus).

Der Hauptnachteil eines kohärenten Empfängers liegt in der Empfindlichkeit, die im THz-Bereich üblicherweise als Temperatur T_{rec} angegeben wird³. T_{rec} wird auch Rauschtemperatur des Empfängers genannt.

Während die inkohärente Detektion theoretisch nicht limitiert ist, ist die kohärente Detektion durch das fundamentale Quantenrauschen $h\nu/k_B$ begrenzt. Der Ursprung dieses Limits ist in der Heisenberg'schen Unschärferelation zu suchen, wonach die zeitgleiche Detektion zweier komplementärer Größen, hier Phase und Amplitude, in ihrer Genauigkeit begrenzt ist. Für weiterführende Informationen zu diesem Thema wird auf [25] und [74] verwiesen.

Aufgrund der hohen spektralen Auflösung, die nach Kap. 1.1 notwendig ist, wird für den STO-Empfänger die kohärente Detektion bevorzugt. Der Nachteil einer Empfindlichkeitslimitation wird dafür in Kauf genommen.

T_{rec} wird nach [61] über eine "Hot-Cold-Load"⁴ mit der Y-Faktor-Methode bestimmt. Es gilt:

$$T_{\text{rec}} = \frac{T_{\text{hot}} - YT_{\text{cold}}}{Y - 1}, \quad (2.1)$$

mit

$$Y = \frac{P_{\text{hot}}}{P_{\text{cold}}}. \quad (2.2)$$

T_{hot} und T_{cold} sind die jeweiligen Temperaturen der Hot- bzw. der Cold-Load, P_{hot} und P_{cold} sind die detektierten Leistungen für die entsprechende Load.

Werden die Leistungen P_{hot} und P_{cold} spektral gemessen, so kann auch die Rauschtemperatur T_{rec} spektral aufgelöst werden.

2.2 THz-Lokaloszillatoren

Die Aufgabe des LOs in einem Heterodyn-Empfänger ist die Erzeugung von kohärenter Strahlung nahe der Beobachtungsfrequenz. Der Einsatz eines LOs zur heterodyn Detektion an einem Teleskop stellt hohe Anforderungen an den LO. Frequenzstabilität und -abstimmbarkeit, spektrale Reinheit, kompakte Bauweise, hohe Ausgangsleistung im THz-Bereich und gute optische Eigenschaften der Ausgangsstrahlung sind die wichtigsten Erfordernisse.

³In der Rayleigh-Jeans-Näherung für das Planck'sche Strahlungsgesetz kann der Intensität aufgrund der Proportionalität eine äquivalente Temperatur eines Schwarzen Körpers zugeordnet werden. Im THz-Bereich ist die Rayleigh-Jeans-Näherung im Allgemeinen nicht gültig, durch die Einführung der Rayleigh-Jeans-Korrektur kann nach [36] aber die Proportionalität zwischen Intensität und Temperatur erhalten bleiben.

⁴Eine Hot-Cold-Load besteht zum Beispiel aus einem Absorber, der sich auf Umgebungstemperatur befindet (Hot Load), und einem Absorber, der mit flüssigem Stickstoff auf 77 K gekühlt wird (Cold Load).

Zur Erzeugung von THz-Strahlung gibt es verschiedene Methoden. Heutzutage werden üblicherweise Frequenz-Vervielfacher in Verbindung mit einem Synthesizer [73] verwendet. Der Synthesizer stellt eine erste Eingangsleistung im MHz-Bereich zur Verfügung. Die Frequenz-Vervielfacher multiplizieren daraufhin die Frequenz der Eingangsleistung in den gewünschten THz-Bereich.

Als Frequenz-Vervielfacher kann zum Beispiel eine Schottky-Diode genutzt werden, die aus einem Eingangssignal der Frequenz ν_{in} ein Spektrum aus den harmonischen Frequenzen erzeugt. Durch Filterung und Unterdrückung unerwünschter Frequenzen kann eine gewünschte Ausgangsfrequenz $\nu_{\text{out}} = n\nu_{\text{in}}$ erhalten werden, wobei n eine natürliche Zahl ist und den Multiplikationsfaktor der Eingangsfrequenz ν_{in} angibt. Das Design eines Balanced-Frequenz-Verdreifachers mit Hilfe von Schottky-Dioden wird in [31] beschrieben.

Weitere LOs können durch Quantenkaskadenlaser (QCL) [59], Backward Wave Oscillator (BWO) [55] oder optisch gepumpte Gaslaser [44] realisiert werden, sind aber aus verschiedenen Gründen für den Betrieb am Teleskop zurzeit unpraktikabel.

2.3 THz-Mischer

THz-Mischer sind nicht-lineare Bauteile, die zur Frequenzkonvertierung vom THz-Bereich (HF) in den GHz-Bereich (ZF) genutzt werden.

Sei s_{HF} ein Signal aus der HF mit der Frequenz ν_{HF} und s_{LO} das Referenzsignal des Lokaloszillators mit der Frequenz ν_{LO} :

$$\begin{aligned}s_{\text{HF}} &= A_{\text{HF}} \sin(2\pi\nu_{\text{HF}}t + \varphi), \\ s_{\text{LO}} &= A_{\text{LO}} \sin(2\pi\nu_{\text{LO}}t).\end{aligned}$$

A_{HF} und A_{LO} sind die Amplituden der jeweiligen Signale, φ ihr Phasenversatz.

Die Frequenzkonvertierung wird am Beispiel eines quadratischen Mischers gezeigt. Die Konvertierung bei höheren Nicht-Linearitäten funktioniert nach dem gleichen Prinzip. Der Mischprozess mit extrem hohen Nicht-Linearitäten, wie zum Beispiel beim Supraleiter-Isolator-Supraleiter-Mischer (SIS-Mischer), wird durch die Quantentheorie erklärt. Eine Einführung in die Theorie der Quantenmischer ist in [69] gegeben. Quantenmischer können das fundamentale Quantenrauschen $h\nu/k_B$ erreichen.

Im Fall eines quadratischen Mischers liegt am Ausgang das Produkt der

Eingangssignale $s_{\text{HF}}s_{\text{LO}}$ an. Für dieses gilt nach den Additionstheoremen:

$$\begin{aligned} s_{\text{HF}}s_{\text{LO}} &= A_{\text{HF}}A_{\text{LO}} \sin(2\pi\nu_{\text{HF}}t + \varphi) \sin(2\pi\nu_{\text{LO}}t) \\ &= \frac{1}{2}A_{\text{HF}}A_{\text{LO}} \left\{ \cos[2\pi|\nu_{\text{HF}} - \nu_{\text{LO}}|t - \varphi] - \cos[2\pi(\nu_{\text{HF}} + \nu_{\text{LO}})t] \right\}. \end{aligned}$$

In dem Produkt ist neben der Summe der Frequenzen $\nu_{\text{HF}} + \nu_{\text{LO}}$ auch die Differenzfrequenz $|\nu_{\text{HF}} - \nu_{\text{LO}}|$ enthalten. Dieser Term beinhaltet sowohl die Amplitude als auch die Phase, so dass alle Informationen des astronomischen Signales erhalten bleiben und in die Zwischenfrequenz ν_{ZF} umgesetzt werden.

Im Gegensatz zu SIS-Mischern, deren Grenzfrequenz materialbedingt in der HF zurzeit bei etwa 1.5 THz liegt⁵, können HEBs auch oberhalb dieser Grenze genutzt werden. Sie kommen daher in STO zum Einsatz und werden im Folgenden beschrieben.

2.3.1 Das Hot Electron Bolometer

Der Aufbau und die Funktion eines “Hot Electron Bolometers“ (HEBs) ist in Abb. 2.3 dargestellt.

Absorbiert der Absorber ein Photon $h\nu$, so steigt seine Temperatur T_{abs} an. Über den thermischen Widerstand G wird die Temperaturdifferenz zum Reservoir T_{res} ausgeglichen. Die Relaxationszeit τ_{th} , die dieser thermische Prozess in Anspruch nimmt, hängt von der Wärmekapazität C und dem thermischen Widerstand G ab:

$$\tau_{\text{th}} = \frac{C}{G}. \quad (2.3)$$

Den Absorber stellen die Elektronen im Material des HEBs dar, die thermisch von der Gitterstruktur des verwendeten Materials entkoppelt sind und auch als “heißes Elektronengas“ bezeichnet werden. Die einfallende HF-Leistung heizt dann ausschließlich das Elektronengas, welches Temperaturen oberhalb der Gittertemperatur erreichen kann. Das Gitter stellt das Wärmereservoir dar, mit dem die Elektronen überschüssige Wärme austauschen. Durch die geringe Masse der Elektronen wird eine niedrige Wärmekapazität C erreicht, so dass die Relaxationszeit τ_{th} kurz wird.

Als Material werden häufig Supraleiter verwendet, zum Beispiel NbTiN. Der Widerstand des Supraleiters hängt von der Temperatur des Elektronengases ab. Wird an das HEB eine Bias-Spannung U_{Bias} angelegt, so steigt oder

⁵Die Grenzfrequenz eines SIS-Mischers wird von der Gap-Spannung am Übergang zwischen Supraleiter und Isolator begrenzt. Die Gap-Spannung wird von den verwendeten Materialien bestimmt.

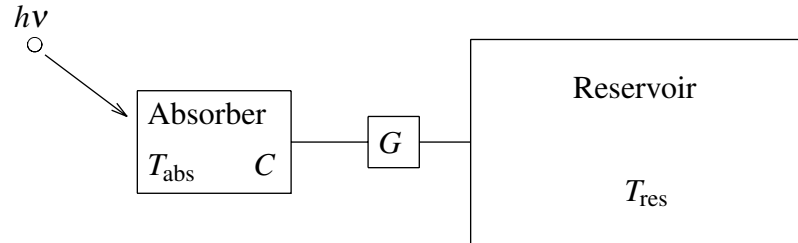


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines HEBs. Ein Absorber mit Wärmekapazität C befindet sich auf der Temperatur T_{abs} . Er ist über einen thermischen Widerstand mit der Wärmeleitung G an ein Reservoir mit der Temperatur T_{res} gekoppelt.

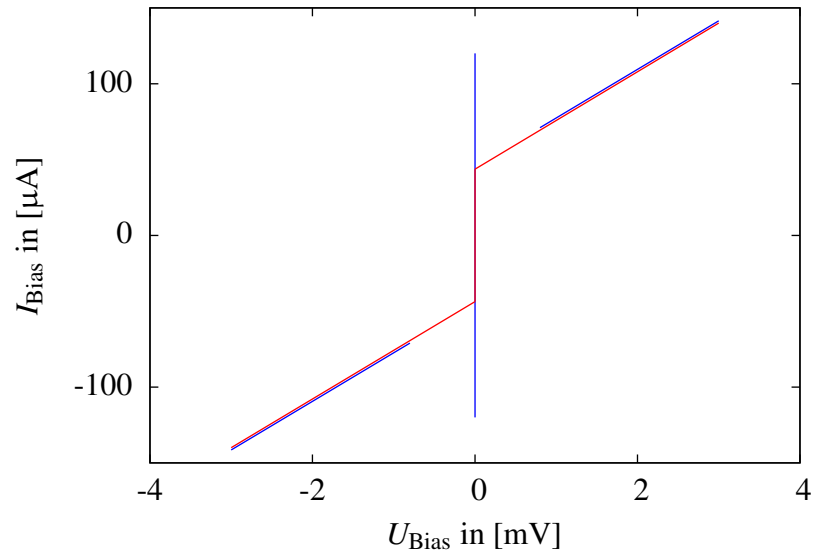


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer IU -Kennlinie eines HEBs ohne einfallende LO-Leistung (blau) und mit einfallender LO-Leistung (rot). Die blaue Kennlinie wird ungepumpt genannt, während die rote Kennlinie abhängig von der LO-Leistung als gepumpt oder überpumpt bezeichnet wird. Beide Kennlinien unterteilen sich in zwei Teile, die symmetrisch zum Nullpunkt liegen. Der vertikale Bereich um 0 mV wird als supraleitender Ast bezeichnet. Aufgrund der Supraleitung verschwindet der Widerstand auf diesem Ast. Der äußere Bereich der Kennlinie wird resistiver Ast genannt. Typisch für die ungepumpte Kennlinie ist die Hysterese zwischen beiden Ästen. Sie tritt erst unterhalb der Sprungtemperatur T_c auf. Durch die LO-Leistung verringert sich der Bereich der Supraleitung auf der Kennlinie. Als kritischer Strom I_c wird der auf dem supraleitenden Ast maximal erreichte Strom bezeichnet.

fällt der Bias-Strom I_{Bias} relativ zur Temperatur des Elektronengases, und somit relativ zur einfallenden Strahlung.

Auf diese Weise funktioniert das HEB als Leistungsdetektor, der auf das Amplitudenquadrat der einfallenden Strahlung reagiert. Er stellt einen quadratischen Mischer mit nicht-linearer Kennlinie dar.

Durch die Relaxationszeit τ_{th} ist die ZF-Bandbreite B_{ZF} des HEBs begrenzt. Es gilt:

$$B_{\text{ZF}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{th}}}. \quad (2.4)$$

Derzeitige ZF-Bandbreiten liegen bei $B_{\text{ZF}} \approx 3\text{GHz}$.

Wie SIS-Mischer müssen HEBs bis unterhalb ihrer Sprungtemperatur T_c gekühlt werden, um einwandfrei zu funktionieren. Dies geschieht zum Beispiel in einem Dewar mit Hilfe von flüssigem Helium, dessen Siede-Temperatur 4.2 K beträgt. Als Alternative dazu kann auch eine Kühlmaschine mit einem geschlossenem Kühlkreislauf verwendet werden.

Abb. 2.4 zeigt das Schema einer gekühlten HEB-Kennlinie.

Weiterführende Beschreibungen der HEBs sind [48], [19] und [66] zu entnehmen.

2.4 Das Diplexing

In diesem Abschnitt wird die Überlagerung von LO und astronomischer Strahlung in einem Heterodyn-Empfänger diskutiert.

In einem Heterodyn-THz-Empfänger, der nur eine Mode des elektromagnetischen Feldes detektieren kann, kann die astronomische Strahlung aufgrund des fundamentalen Gesetzes der Umkehrbarkeit des Lichtweges nur mit Hilfe eines Leistungs-Strahlteilers oder eines Diplexers mit der LO-Strahlung überlagert werden.

Eine verlustfreie, teildurchlässige Folie stellt einen Leistungs-Strahlteiler dar. Abb. 2.5 zeigt die Funktionsweise.

Transmissionskoeffizient $|t|^2$ und Reflexionskoeffizient $|r|^2$ einer verlustfreien, teildurchlässigen Folie hängen über die Fresnel'schen Formel 2.5 zusammen:

$$|t|^2 + |r|^2 = 1, \quad (2.5)$$

wobei $|t|^2$ üblicherweise wesentlich größer als $|r|^2$ ist. Um möglichst wenig astronomische Strahlung zu verlieren, werden Strahlteiler mit hoher Transmission genutzt. Da $|t|^2 < 1$ gilt, geht dabei immer ein Teil des Signales verloren. Die Empfindlichkeit des Empfängers sinkt dadurch.

Ein Strahlteiler mit sehr hoher Transmission hat nach Gl. 2.5 eine sehr geringe Reflexion. Dadurch entstehen erhebliche Verluste in der reflektierten

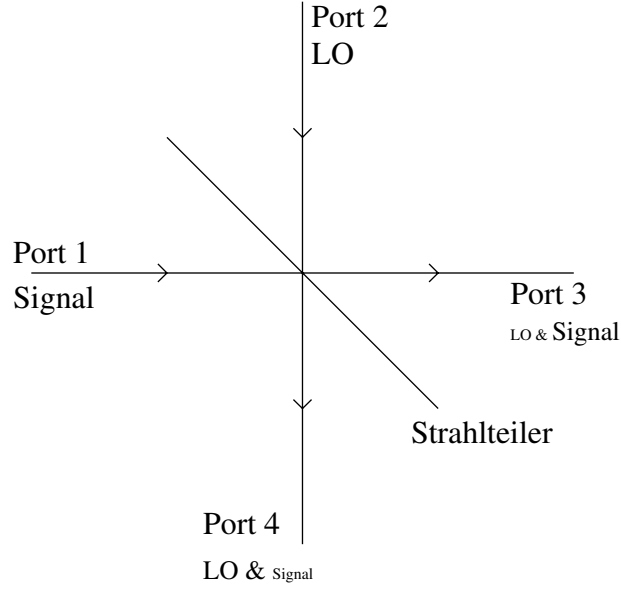


Abbildung 2.5: Eine teildurchlässige Folie mit Transmissions- und Reflexionskoeffizient $|t|^2$ und $|r|^2$ als Leistungs-Strahlteiler. Sie bildet das einfachste Instrument zur Überlagerung der astronomischen Strahlung mit der LO-Strahlung. Abhängig von $|t|^2$ und $|r|^2$ wird die astronomische Strahlung, zum Beispiel aus Port 1, auf die Ports 3 und 4 aufgeteilt. Analoges gilt für die LO-Strahlung aus Port 2. LO- und astronomische Strahlung breiten sich in Port 3 und 4 überlagert aus. Die Schriftgröße verdeutlicht die Aufteilung der Leistungen für eine teildurchlässige Folie mit $|t|^2 \gg |r|^2$.

LO-Leistung, die aufgrund der geringen Ausgangsleistung der in Kap. 2.2 beschriebenen Vervielfacher-Ketten nicht in Kauf genommen werden können. Aufgrund der Verluste in Signal- und LO-Leistung kann oft kein Leistungs-Strahlteiler zur Überlagerung genutzt werden. Da das astronomische Signal und der LO zueinander spektral verschoben sind, können stattdessen Interferometer mit frequenzabhängigem Transmissions- und Reflexionsverhalten als Diplexer genutzt werden.

2.4.1 Das Martin-Puplett-Interferometer

Abb. 2.6 stellt das Martin-Puplett-Interferometer (MPI) dar (s. [34]).

Die Transmissionskoeffizienten des MPIs lauten:

$$|T_{13}|^2 = |T_{24}|^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi\nu\Delta}{c} \right) \right], \quad (2.6)$$

$$|T_{23}|^2 = |T_{14}|^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi\nu\Delta}{c} \right) \right], \quad (2.7)$$

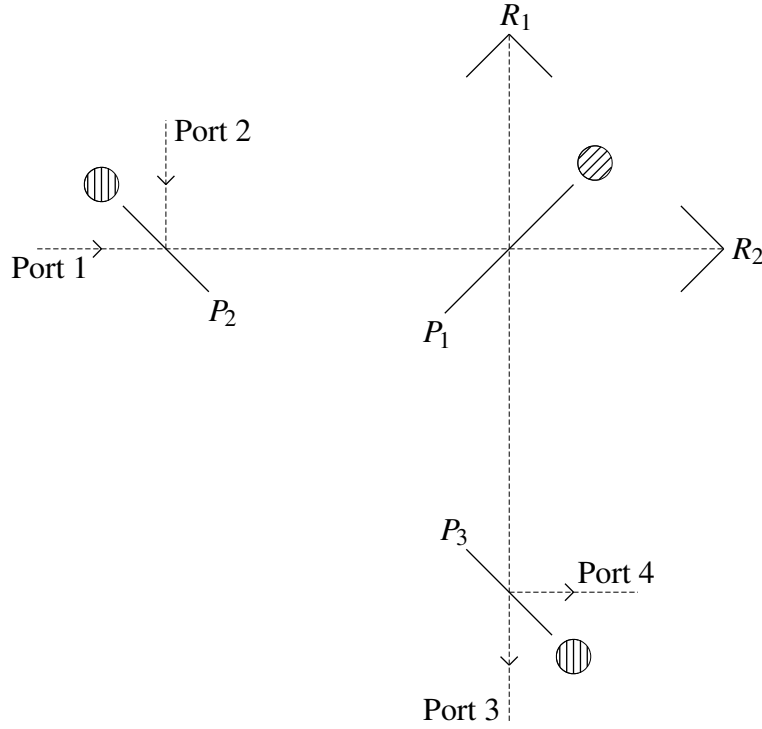


Abbildung 2.6: Das Martin-Puplett-Interferometer (MPI) besteht hauptsächlich aus einem Polarisationsgitter P_1 , einem stationären und einem beweglichen Retroreflektor R_1 und R_2 . Damit ähnelt das MPI einem Michelson-Interferometer. Durch die vor- und nachgeschalteten Polarisationsgitter P_2 und P_3 wird das MPI zum 4-Port-Diplexer. An den Retroreflektoren wird die Polarisation der Strahlung um 90° gedreht, so dass der vormals an P_1 reflektierte bzw. transmittierte Strahl auf dem Rückweg an P_1 transmittiert bzw. reflektiert wird. Die Wegdifferenz Δ zwischen beiden Ästen kann durch einen beweglichen Retroreflektor auf die entsprechende Frequenz abgestimmt werden.

wobei c die Lichtgeschwindigkeit, Δ die Wegdifferenz zwischen den beiden Ästen des MPIs und ν die Frequenz ist. $|T_{13}|^2$ und $|T_{23}|^2$ sind in Abb. 2.7 als Funktion der Frequenz ν dargestellt.

Im ZF-Band, das in der Abb. 2.7 bei $\nu_{\text{HF}} = 1.899 \text{ THz}$ beginnt, stellt der Koeffizient $|T_{13}|^2$ (rot) zwischen $0 - 3 \text{ GHz}$ einen Bandpassfilter für das Signal dar. Um dieses Verhalten genauer zu beschreiben und später mit dem Fabry-Perot-Interferometer (FPI) vergleichen zu können, werden hier zusätzliche Größen zur Charakterisierung des Bandpasses eingeführt.

Der freie Spektralbereich $\delta\nu$ ist der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima von $|T_{13}|^2$. Es gilt:

$$\delta\nu = \frac{c}{\Delta}. \quad (2.8)$$

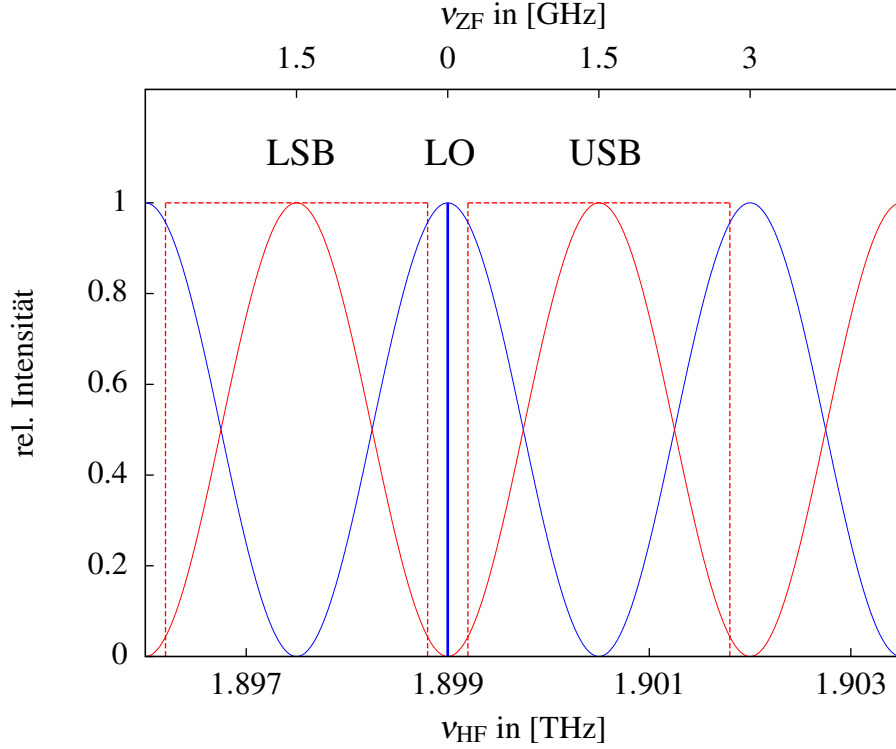


Abbildung 2.7: Der Verlauf der Transmissionkoeffizienten $|T_{13}|^2$ (rot) und $|T_{23}|^2$ (blau) in Abhängigkeit von der Frequenz ν . Die Berechnung ist mit $\Delta = 99.93$ mm durchgeführt worden. Als Resultat ist der typisch sinusförmige Verlauf von $|T_{13}|^2$ und $|T_{23}|^2$ zu erkennen. $|T_{23}|^2$ stellt in diesem Fall das Band für den LO dar. Das LSB und das USB sind gestrichelt eingezeichnet. Der Bandpass, der vom MPI für LSB und USB zur Verfügung gestellt wird, ist durch $|T_{13}|^2$ beschrieben. Durch die Skalierung der Zwischenfrequenz ν_{ZF} wird nochmal deutlich, dass beide Bänder im DSB-Betrieb auf die gleiche Zwischenfrequenz abgebildet werden (s. Abb. 2.2).

Die Mittenfrequenz ν_{MF} kennzeichnet die Mitte des Bandpasses in der Zwischenfrequenz:

$$\nu_{MF} = \frac{\delta\nu}{2}. \quad (2.9)$$

Die Halbwertsbreite der Maxima von $|T_{13}|^2$ wird als Bandbreite B des Bandpasses bezeichnet. Weiterhin wird die relative Bandbreite b eingeführt. Sie ist wie folgt definiert:

$$b = \frac{B}{\nu_{MF}}. \quad (2.10)$$

Die Finesse F ist üblicherweise mit einem Fabry-Perot-Interferometer (FPI) verbunden. Um das MPI mit dem FPI vergleichen zu können, wird dem MPI ebenfalls eine Finesse F zugeordnet. Sie berechnet sich aus den

bereits eingeführten Größen folgendermaßen:

$$F = \frac{\delta\nu}{\delta\nu - B} \quad \text{und} \quad \frac{1}{F} = 1 - \frac{B}{\delta\nu} = 1 - \frac{b}{2}. \quad (2.11)$$

Als Beispiel werden die Werte für das theoretische MPI gezeigt, dessen Transmissionskoeffizienten in Abb. 2.7 gezeigt sind. Mit der Wegdifferenz $\Delta = 99.93 \text{ mm}$ folgt für den freien Spektralbereich und die Mittenfrequenz:

$$\delta\nu = 3 \text{ GHz}, \quad \nu_{\text{MF}} = 1.5 \text{ GHz}.$$

Aufgrund des sinusförmigen Verlaufes von $|T_{23}|^2$ ist die relative Bandbreite des MPIs konstant:

$$b_{\text{MPI}} = 1, \quad (2.12)$$

so dass die Bandbreite B der Mittenfrequenz ν_{MF} entspricht:

$$B_{\text{MPI}} = b_{\text{MPI}}\nu_{\text{MF}} = \nu_{\text{MF}} = 1.5 \text{ GHz}. \quad (2.13)$$

Aus der konstanten, relativen Bandbreite folgt für das MPI eine konstante Finesse:

$$F_{\text{MPI}} = \frac{\delta\nu}{\delta\nu - B} = 2. \quad (2.14)$$

2.4.2 Das Fabry-Perot-Interferometer

Zwei teildurchlässige, planparallele Strahlteiler im Abstand d stellen ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) dar.

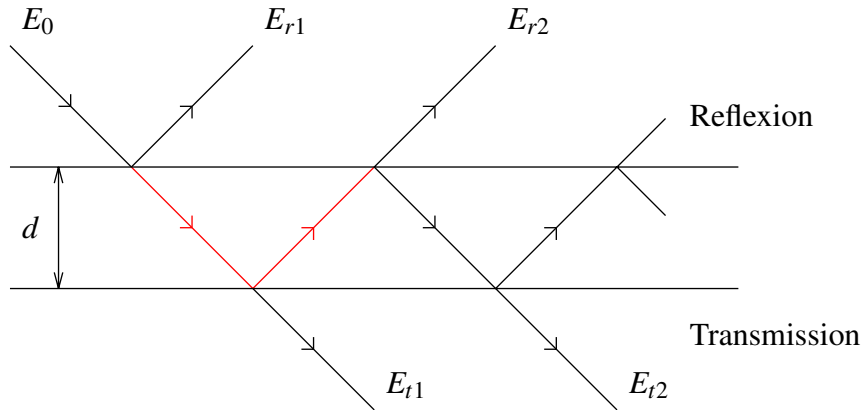


Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau eines Fabry-Perot-Interferometers (FPIs) aus zwei teildurchlässigen, parallelen Strahlteilern im Abstand d . E_0 ist die Amplitude des E-Feldes einer elektromagnetischen Welle. Der Verlauf von E_0 und seine Aufteilung in reflektierte und transmittierte Komponenten E_{ri} und E_{ti} ist dargestellt. Die Weglänge Δ ist in rot gekennzeichnet.

Abb. 2.8 zeigt eine einfallende, elektromagnetische Welle, die an den Strahlteilern sowohl reflektiert als auch transmittiert wird. Es kommt zur Vielstrahl-Interferenz in Reflexion und Transmission. Der Reflexionskoeffizient $|R|^2$ und der Transmissionskoeffizient $|T|^2$ des FPIs mit teildurchlässigen Folien als Strahlteiler lauten nach [23]:

$$|R|^2 = \frac{F' \sin^2\left(\frac{\delta_{rt}}{2}\right)}{1 + F' \sin^2\left(\frac{\delta_{rt}}{2}\right)}, \quad (2.15)$$

$$|T|^2 = \frac{1}{1 + F' \sin^2\left(\frac{\delta_{rt}}{2}\right)}. \quad (2.16)$$

wobei δ_{rt} die Phasendifferenz zwischen den interferierenden Strahlen und F'

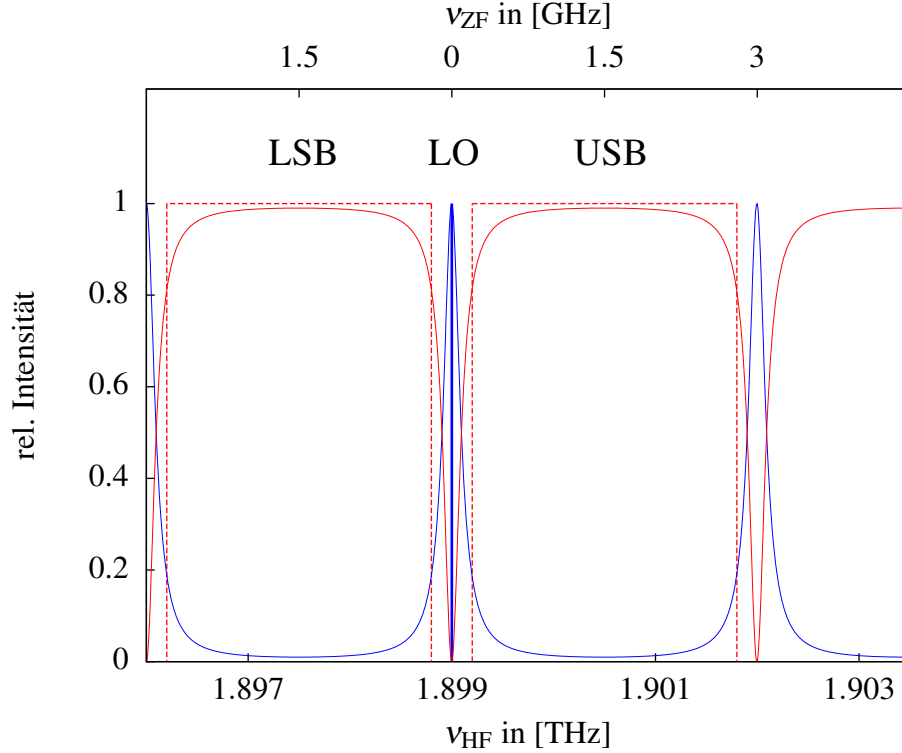


Abbildung 2.9: Der Verlauf des Reflexionskoeffizienten $|R|^2$ (rot) und des Transmissionskoeffizienten $|T|^2$ (blau) in Abhängigkeit von der Frequenz ν . Die Berechnung ist mit $\Delta = 100$ mm und $F' = 100$ durchgeführt worden. Als Resultat sind die breiten Reflexionsmaxima und die scharfen Transmissionsmaxima, die auch “Fringes“ genannt werden, zu erkennen. Sie stellen ein schmales Band für den monochromatischen LO dar. Das LSB und das USB sind gestrichelt eingezeichnet. Der Bandpass, der vom FPI für LSB und USB zur Verfügung gestellt wird, ist durch $|R|^2$ beschrieben.

eine der Finesse F ähnliche, charakteristische Größe des FPIs ist. Sie wird über den komplexen Reflexionskoeffizienten $|r|^2$ der Strahlteiler berechnet:

$$F' = \frac{4|r|^2}{(1 - |r|^2)^2}. \quad (2.17)$$

Der Zusammenhang zwischen F' und der Finesse F lautet:

$$F = \frac{\pi}{2} \arcsin^{-1} \left(\sqrt{2 + F'^{-1}} \right). \quad (2.18)$$

Die Phasendifferenz δ_{rt} ergibt sich aus der Frequenz ν und der Wegdifferenz Δ , die nach einem Durchlauf durch die Strahlteiler entsteht und in Abb. 2.8 dargestellt ist:

$$\delta_{\text{rt}} = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi \frac{\nu \Delta}{c}. \quad (2.19)$$

Abb. 2.9 präsentiert das Reflexions- und Transmissionsverhalten des FPIs als Funktion der Frequenz ν . Der Zusammenhang zwischen $|R|^2$ und F' ist in Abb. 2.10 verdeutlicht.

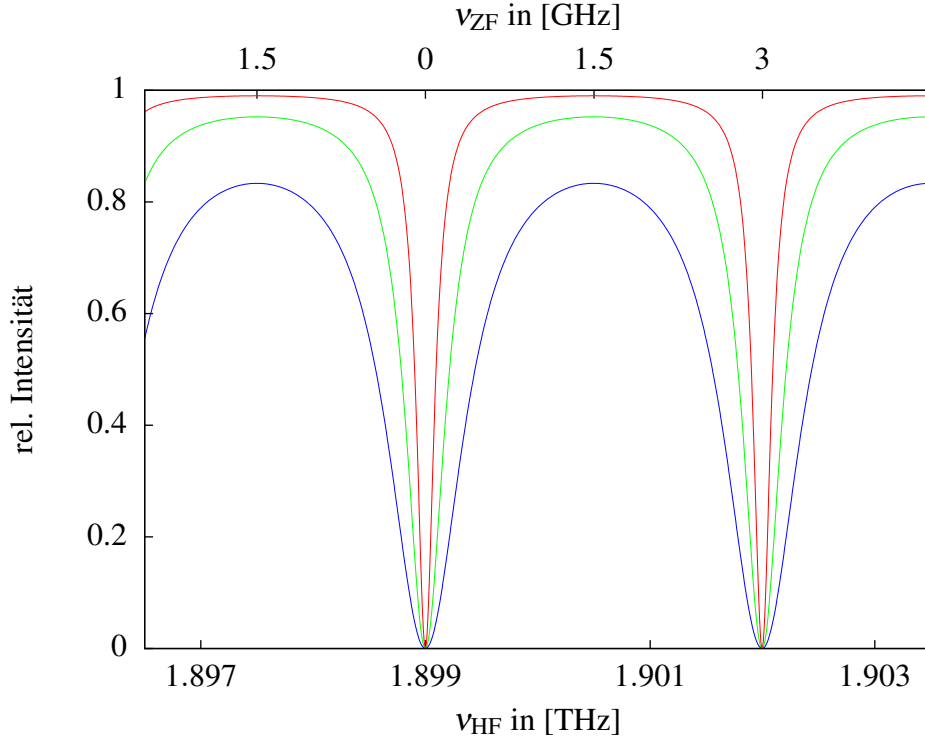


Abbildung 2.10: Der Reflexionskoeffizient $|R|^2$ für $F'_1 = 5$ (blau), $F'_2 = 20$ (grün) und $F'_3 = 100$ (rot). Mit steigendem F' nehmen sowohl die Breite als auch der Maximalwert $I_{\text{max},R}$ der Maxima zu.

Die Extremwerte der Koeffizienten $|R|^2$ und $|T|^2$ stehen in Relation zu F' . Während die relative Intensität in den scharfen Extrema unabhängig von F' in Reflexion 0 und in Transmission 1 beträgt, gilt für den Maximalwert $I_{\max,R}$ in Reflexion und für den Minimalwert in Transmission $I_{\min,T}$:

$$I_{\max,R} = \frac{F'}{1 + F'}, \quad I_{\min,T} = \frac{1}{1 + F'}. \quad (2.20)$$

Im Gegensatz zum MPI, bei dem intrinsisch $F_{\text{MPI}} = 2$ gilt, hängt die Finesse F des FPIs vom Reflexionskoeffizienten $|r|^2$ der verwendeten Strahlteiler ab. Strahlteiler mit hohem $|r|^2$ führen zu einer hohen Finesse und somit zu einer hohen relativen Bandbreite b , die sich nach Gl. 2.11 aus der Finesse F des FPIs berechnet:

$$b = 2 \left(1 - \frac{1}{F} \right). \quad (2.11)$$

Im Grenzwert $F \rightarrow \infty$ wird der Maximalwert $b = 2$ erreicht.

FPI mit Polarisationsgittern als Strahlteiler

Durch die Benutzung von Polarisationsgittern anstatt von teildurchlässigen Folien als Strahlteiler hängt F' von der Winkeldifferenz φ zwischen den Gitterdrähten der Gitter ab (s. Abb. 2.11). Es gilt:

$$F' = \frac{4 \cos^2 \varphi}{\sin^4 \varphi}. \quad (2.17 *)$$

Die Finesse F des FPIs kann daher leicht über die Winkeldifferenz φ variiert werden, was einen erheblichen Vorteil gegenüber der Verwendung von teildurchlässigen Folien darstellt.

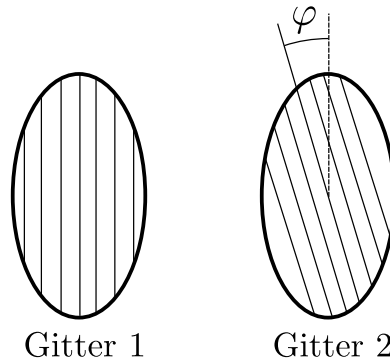


Abbildung 2.11: Die Winkeldifferenz φ zwischen den Drähten der Polarisationsgitter eines FPIs.

Polarisationsgitter als Strahlteiler haben außerdem zur Folge, dass sich das Reflexions- und Transmissionsverhalten des FPIs umkehrt. Es gilt:

$$|R|^2 = \frac{1}{1 + F' \sin^2 \left(\frac{\delta_{rt}}{2} \right)}, \quad (2.15 \text{ *})$$

$$|T|^2 = \frac{F' \sin^2 \left(\frac{\delta_{rt}}{2} \right)}{1 + F' \sin^2 \left(\frac{\delta_{rt}}{2} \right)}, \quad (2.16 \text{ *})$$

FPI mit Polarisationsgittern und Absorption

Im Weiteren werden Absorptionsverluste im FPI betrachtet, die zum Beispiel aus Reflexionsverlusten an den Strahlteilern oder durch Absorption in der Laborluft entsteht. Sei a der Teil der Leistung, der pro Durchlauf nach einer Weglänge Δ noch vorhanden ist. $1-a$ ist dann der Absorptionsverlust. Für F' folgt damit:

$$F' = \frac{4a \cos^2 \varphi}{(1 - a \cos^2 \varphi)^2}. \quad (2.17 \text{ **})$$

Der Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizient unter Berücksichtigung der Absorption lautet:

$$|R|^2 = \frac{a^2 \sin^4 \varphi}{(1 - a \cos^2 \varphi)^2 + 4a \cos^2 \varphi \sin^2 \left(\frac{\delta_{rt}}{2} \right)}, \quad (2.15 \text{ **})$$

$$|T|^2 = \frac{(1 - a)^2 a \cos^2 \varphi + 4a^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \left(\frac{\delta_{rt}}{2} \right)}{(1 - a \cos^2 \varphi)^2 + 4a \cos^2 \varphi \sin^2 \left(\frac{\delta_{rt}}{2} \right)}. \quad (2.16 \text{ **})$$

Die minimal und maximal erreichten Werte in Reflexion und in Transmission berechnen sich wie folgt:

$$I_{\min, R} = \frac{a^2 \sin^4 \varphi}{(1 - a \cos^2 \varphi)^2 + 4a \cos^2 \varphi}, \quad I_{\min, T} = \frac{(1 - a)^2 a \cos^2 \varphi}{(1 - a \cos^2 \varphi)^2},$$

$$I_{\max, R} = \frac{a^2 \sin^4 \varphi}{(1 - a \cos^2 \varphi)^2}, \quad I_{\max, T} = \frac{(1 + a)^2 a \cos^2 \varphi}{(1 - a \cos^2 \varphi)^2 + 4a \cos^2 \varphi}. \quad (2.20 \text{ **})$$

In Abb. 2.12 sind die Maximal- und Minimalwerte von $|R|^2$ und $|T|^2$ dargestellt.

Während die Absorption bei kleinen Winkeldifferenzen φ einen großen Effekt auf die Reflexionsmaxima hat, hat sie einen wesentlich geringeren Einfluss auf die Transmissionsmaxima. Für die Minimalwerte gilt das Umgekehrte.

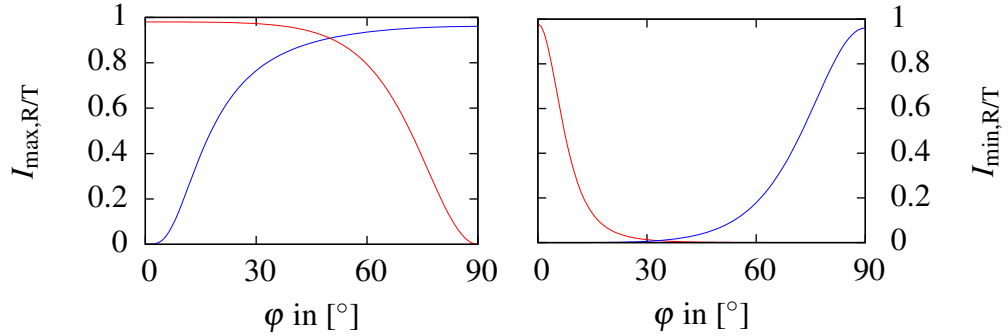


Abbildung 2.12: Die Maximalwerte (links) und die Minimalwerte (rechts) für $|R|^2$ (blau) und $|T|^2$ (rot) in Abhängigkeit von der Winkeldifferenz φ für eine Absorption von 2% pro Weglänge Δ im FPI ($a = 0.98$).

2.5 THz-Optik

Die Wellenlängen im THz-Bereich sind mit $10 - 1000 \mu\text{m}$ so groß, dass eine Anwendung der geometrischen Optik, die $\lambda \rightarrow 0$ voraussetzt, nicht mehr möglich ist. Es treten Beugungseffekte an den Aperturen der Optik auf, die mit Hilfe der Gauss'schen Optik behandelt werden können (s. [34]).

2.5.1 Die Gauss'sche Optik

In der Gauss'schen Optik treten an die Stelle von geometrischen Strahlen Gauss'sche Beams, die mathematisch Lösungen der achsensymmetrischen, paraxialen Wellengleichung sind. Diese Wellengleichung wird daher zunächst aus der Helmholtz-Gleichung 2.21 hergeleitet:

$$(\nabla^2 + k^2) \psi = 0. \quad (2.21)$$

$k = 2\pi/\lambda$ ist die Wellenzahl. In einem verlustfreien Medium sind sowohl das E-Feld als auch das H-Feld einer elektromagnetischen Welle Lösungen dieser Differentialgleichung. Mit dem Ansatz

$$\psi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{-ikz} \quad (2.22)$$

wird Gl. 2.21 zur reduzierten Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (2.23)$$

ψ ist eine Welle mit z als Ausbreitungsrichtung und der Amplitude $u(x, y, z)$. Mit der Annahme, dass sich die Amplitude der Welle in Ausbreitungsrichtung

nur langsam ändert, $\partial^2 u / \partial z^2 \approx 0$, und dem Übergang zu Zylinderkoordinaten bezüglich der Rotationsachse z folgt die achsensymmetrische, paraxiale Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (2.24)$$

Die fundamentale Grundmode der Gauss'schen Optik

Nach [34] löst die radialsymmetrische Welle

$$\psi(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{w^2(z)} - i \left[kz + \frac{\pi r^2}{\lambda R(z)} - \arctan \left(\frac{z}{z_c} \right) \right] \right\} \quad (2.25)$$

die Gl. 2.24. Sie wird fundamentale Grundmode der Gauss'schen Optik genannt und breitet sich in z -Richtung aus. Das Gauss'sche Profil, welches die Welle aufgrund des Faktors $\exp(-r^2/w^2(z))$ in jeder Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z besitzt, ist namensgebend für die Optik.

Abb. 2.13 stellt die hyperbolische $1/e$ -Kontur dieser Welle dar, die $w(z)$ entspricht. $w(z)$ wird daher Beam-Größe des Gauss'schen Beams genannt. An der Stelle $z = 0$ befindet sich die Beam-Waist. Aufgrund von $w(0) = w_0$ ist der Beam an dieser Stelle minimal. w_0 wird als Beam-Waist-Radius bezeichnet. Der Krümmungsradius $R(z)$ gibt in Abhängigkeit von z die Lage des Phasenzentrums der Welle an. Im Fernfeld $z \gg z_c$ ist $R(z) \approx z$, wobei $z_c = \pi w_0^2 / \lambda$ die Rayleigh-Länge ist. Die Welle breitet sich hier annähernd als Kugelwelle aus.

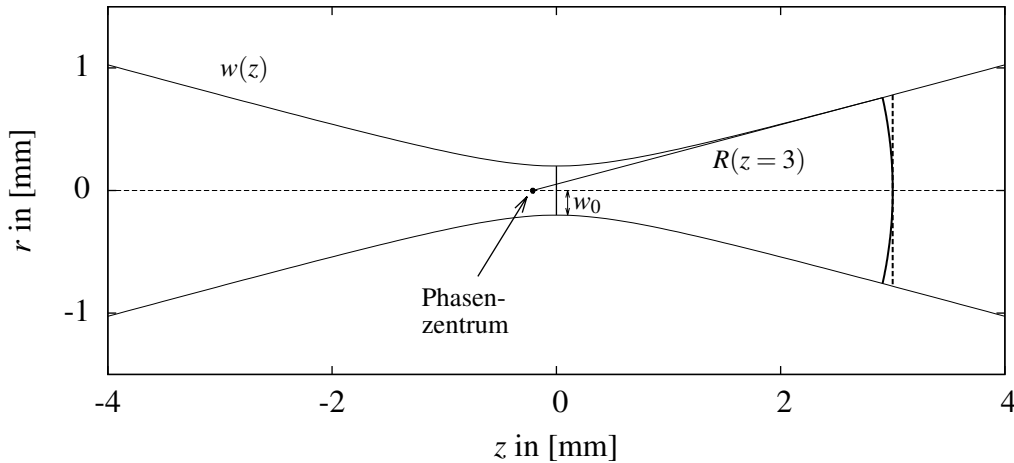


Abbildung 2.13: Die $1/e$ -Kontur eines Gauss'sches Beams, der mit $w_0 = 0.2 \text{ mm}$ für $\lambda = 0.158 \text{ mm}$ berechnet worden ist. Die Beam-Waist befindet sich bei $z = 0$. Die Kontur entspricht $w(z)$. Die Phasenfront der Welle ist für $z = 3 \text{ mm}$ eingezeichnet und ihr Phasenzentrum durch einen Punkt angedeutet.

Die Größen $w(z)$ und $R(z)$ berechnen sich folgendermaßen:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_c}\right)^2}, \quad (2.26)$$

$$R(z) = z + \frac{z_c^2}{z}. \quad (2.27)$$

Die $1/e$ -Kontur läuft im Fernfeld asymptotisch auf eine Gerade zu. Für den Winkel Θ_0 zwischen der Asymptote und der Ausbreitungsrichtung gilt:

$$\Theta_0 = \arctan \frac{w_0}{z_c} \approx \frac{w_0}{z_c}. \quad (2.28)$$

Die Differentialgleichung 2.24 besitzt nach [34] neben dieser fundamentalen Grundmode weitere Lösungen höherer Ordnungen. Sie werden auch als höhere Moden bezeichnet.

Die Transformation eines Gauss'schen Beams an einem elliptischen Spiegel

Um den mit dem Winkel Θ_0 auseinanderlaufenden Gauss'schen Beam kontrollieren zu können, kann der Beam an einem elliptischen Spiegel transformiert werden.

Befindet sich das Phasenzentrum des einfallenden Gauss'schen Beams in einem Brennpunkt der Ellipse, so produziert der Spiegel in Form des Ellipsenausschnittes einen Gauss'schen Beam, dessen Phasenzentrum im zweiten Brennpunkt liegt. Es gilt:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{R_{\text{in}}(d_{\text{in}})} - \frac{1}{R_{\text{out}}(d_{\text{out}})}, \quad (2.29)$$

wobei f die Brennweite der Ellipse am Reflexionspunkt ist.

Mit Hilfe von Strahlenmatrizen lässt sich nach [34] die Position und Größe der resultierenden Beam-Waist errechnen. Es gilt:

$$d_{\text{out}} = f \left(1 + \frac{\frac{d_{\text{in}}}{f} - 1}{\left(\frac{d_{\text{in}}}{f} - 1\right)^2 + \frac{z_c^2}{f^2}} \right) \quad (2.30)$$

und

$$w_{0,\text{out}} = \frac{w_{0,\text{in}}}{\left(\left(\frac{d_{\text{in}}}{f} - 1\right)^2 + \frac{z_c^2}{f^2}\right)^{0.5}}, \quad (2.31)$$

wobei $d_{\text{in/out}}$ die Abstände der Beam-Waists zum Reflexionspunkt sind. Die Waist-Größen des einfallenden und des reflektierten Beams sind $w_{0,\text{in/out}}$.

Für Beams, die parallel zur optischen Achse auf den Spiegel treffen, wirkt ein elliptischer Spiegel zusätzlich zur Gauss'schen Transformation als fokussierendes Element. Nach der Reflexion kreuzen die Beams die optische Achse annähernd im Abstand der Brennweite f . Da die Phasenzentren der Gauss'schen Beams hier nicht in den Brennpunkten der Ellipse liegen, müssen für eine genauere Betrachtung die höheren Moden berücksichtigt werden [53]. In der Praxis wird die Reflexion solcher Strahlen mit Hilfe einer Simulation untersucht, indem das E-Feld des reflektierten Gauss'schen Beams als numerische Lösung der Maxwell'schen Gleichungen berechnet wird (s. Kap. 4.6).

Ein Gauss'sches Beam-Muster

In STO kommen pro Frequenz vier HEBs zum Einsatz. Jedes HEB ist mit einem Horn versehen (s. Kap. 2.5.3), das einen Gauss'schen Beam erzeugt. Die vier Gauss'schen Beams sind den Ausführungen in Kap. 1.2 folgend in einem Beam-Muster angeordnet.

In diesem Beam-Muster dürfen sich die Gauss'schen Beams nur begrenzt überlappen, so dass sie eindeutig einem HEB-Horn zugeordnet werden können. Nach [51], [33] und [46] muss daher für den Abstand der Beams d_{Beams} in dem Muster gelten:

$$d_{\text{Beams}} \geq 3.25w_0, \quad (2.32)$$

wobei w_0 der Beam-Waist-Radius der Beams ist. Diese Grenze ergibt sich aus Untersuchungen, welchen Einfluss eine begrenzte Aperturgröße und somit ein effektives Abschneiden des Beams auf den Beam hat.

Das Gauss'sche Teleskop

Ein Gauss'sches Teleskop besteht aus zwei elliptischen Spiegeln im Abstand der Summe ihrer Brennweiten $f_1 + f_2$. Liegt die Beam-Waist zudem im Brennpunkt zwischen den Spiegeln, wird von einem symmetrischen Gauss'schen Teleskop gesprochen. Liegt die Beam-Waist nicht im Brennpunkt zwischen den Spiegeln, wird von einem asymmetrischen Gauss'schen Teleskop gesprochen.

Durch die fokussierende Eigenschaft eines elliptischen Spiegels für Beams, die sich parallel zur optischen Achse ausbreiten, kann mit einem Gauss'schen Teleskop der Verlauf eines Beam-Musters aus mehreren Beams durch eine Optik kontrolliert werden. Die Beams kreuzen dann innerhalb des Gauss'schen Teleskopes die optische Achse und verlaufen nach dem Durchgang wieder parallel zur optischen Achse weiter. Der Abstand der Beams im Beam-Muster nach dem Gauss'schen Teleskop hängt von dem Verhältnis der Brennweiten der beiden Spiegel $M = f_2/f_1$ ab.

Sei $d_{\text{Beams,in}}$ der Abstand der Beams am Eingang des Gauss'schen Teleskopes und $w_{0,\text{in}}$ ihr Beam-Waist-Radius, so gilt nach [34] für die entsprechenden Größen nach Durchgang durch das Gauss'sche Teleskop

$$\begin{aligned} w_{0,\text{out}} &= M w_{0,\text{in}}, \\ d_{\text{Beams,out}} &= M d_{\text{Beams,in}}. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Das Verhältnis w_0/d_{Beams} bleibt erhalten. Dies ist sowohl gültig für ein symmetrisches Gauss'sches Teleskop als auch für ein asymmetrisches Gauss'sches Teleskop.

Der Kopplungskoeffizient zwischen zwei Gauss'schen Beams

Um Kopplungsverluste in der Optik untersuchen zu können, wird der Kopplungskoeffizient C_{12} zweier Gauss'scher Beams ψ_1 und ψ_2 betrachtet. Er berechnet sich als komplexes Flächenintegral über beide Beams:

$$C_{12} = \langle \psi_1 | \psi_2 \rangle = \iint_P \psi_1^* \psi_2 dA. \quad (2.34)$$

Tritt zwischen den Beams sowohl ein transversaler Versatz δ_T als auch ein axialer Versatz δ_A auf, so gilt nach [21] für das Betragsquadrat $|C_{12}|^2$:

$$|C_{12}|^2 = \frac{1}{1 + G_1^2} \exp \left[-\frac{\delta_T^2}{w_0^2 (1 + G_1^2)} \right] \quad (2.35)$$

mit

$$G_1 = \frac{\lambda \delta_A}{2\pi w_0^2}. \quad (2.36)$$

Für den Fall von positionsgleichen, aber unterschiedlich großen Beams mit den Beam-Waists $w_{0,a}$ und $w_{0,b}$ gilt nach [21]:

$$|C_{12}|^2 = \frac{4G_2^2}{(1 + G_2^2)^2}, \quad (2.37)$$

mit $G_2 = w_{0,a}/w_{0,b}$.

2.5.2 Ausleuchtung eines THz-Teleskopes

Als Folge der Gauss'schen Optik wird ein Teleskop im THz-Bereich durch die fundamentale Grundmode der Gauss'schen Optik ausgeleuchtet.

Sei D der Durchmesser des Teleskopes. Dann wird die Ausleuchtung des Teleskopes durch den sogenannten "Edge Taper" T_E charakterisiert, der das

Verhältnis aus der Leistung im Zentrum des Teleskopes und der Leistung am Rand des Teleskopes darstellt:

$$T_E = \frac{P(r=0)}{P(r=D/2)}. \quad (2.38)$$

Nach [34] verursacht ein hoher Edge Taper große Verluste in den Nebenkeulen des Teleskopes, während ein kleiner Edge Taper eine Hauptkeule mit großem Öffnungswinkel erzeugt.

Es muss somit ein Kompromiss zwischen Verlusten in den Nebenkeulen und Verlusten im räumlichen Auflösungsvermögen des Teleskopes gefunden werden. Dieser Kompromiss liegt nach [34] üblicherweise bei etwa $T_E = 10 - 15$ dB.

Aus Edge Taper T_E und Durchmesser D des Teleskopes kann direkt die Beam-Waist-Größe $w_{0,AE}$ in der Aperturebene des Teleskopes berechnet werden. Nach [34] gilt:

$$w_{0,AE} = 1.474 \frac{D}{\sqrt{T_E}}. \quad (2.39)$$

Die Transformation dieser Waist in die Fokalebene des Teleskopes wird mit Gl. 2.31 berechnet. Für die resultierende Beam-Waist-Größe $w_{0,FE}$ gilt mit $d_{in} = f$:

$$w_{0,FE} = \frac{f\lambda}{\pi w_{0,AE}} = 0.216 \sqrt{T_E} \frac{f}{D} \lambda, \quad (2.40)$$

wobei f/D das Öffnungsverhältnis des Teleskopes ist.

Bei einem Beam-Muster müssen alle Beams das Teleskop annähernd im Zentrum bei $r \approx 0$ treffen.

2.5.3 THz-Hörner

THz-Hörner sorgen für die Kopplung eines elektromagnetischen Feldes in einem Hohlleiter an den freien Raum. Sie werden zum Beispiel genutzt, um die Leistung einer Vervielfacher-Kette auszukoppeln oder Leistung in einen Mischer einzukoppeln.

THz-Hörner geben die Leistung aus dem Hohlleiter polarisiert in der fundamentalen Gauss'schen Grundmode ab.

Die optischen Eigenschaften des Gauss'schen Beams hängen von den Eigenschaften des Horns ab. Ein Überblick über zur Verfügung stehende Hörner wird in [34] gegeben.

2.5.4 Fourier-Gitter

Fourier-Gitter werden genutzt, um Leistung aus einer Raumrichtung in verschiedene Raumrichtungen aufzuteilen. Im Falle eines einzelnen Lokaloszillators, der auf mehrere Mischer aufgeteilt werden muss, kann zum Beispiel ein Fourier-Gitter verwendet werden. Die Eigenschaften des Gitters hängen von der Anzahl der resultierenden Raumrichtungen und dem Verhältnis der Leistung in den Raumrichtungen ab. Einen Überblick über Gitter-Typen und die Berechnung des Gitters bietet [35].

Kapitel 3

Das tcFPI als Array-Diplexer für den STO-Empfänger

Mit der Diskussion über die Wahl eines geeigneten Diplexers für den STO-Empfänger findet in diesem Kapitel der Einstieg in die konkrete Bearbeitung meiner in Kap. 1.2 genannten Aufgaben statt.

Der Diplexer ist die Basis für das Design der Empfänger-Optik, die im nächsten Kap. 4 vorgestellt wird. Er sorgt für die möglichst verlustfreie Überlagerung der LO-Strahlung mit der astronomischen Strahlung, die vom Teleskop eingefangen wird (s. Kap. 2.1).

Zu Beginn der Diskussion werden in Kap. 3.1 die Anforderungen an den Diplexer im STO-Empfänger erläutert. Es werden die Vorteile gezeigt, die ein Diplexer auf der Grundlage eines Fabry-Perot-Interferometers (FPIs) gegenüber einem Martin-Puplett-Interferometer (MPI) bietet.

Daran anschließend stellt Kap. 3.2 den Weg vom Ring-FPI über das konfokale Ring-FPI hin zum doppelt-konfokalen Ring-FPI (tcFPI) als Array-Diplexer dar. Es wird ein erstes Design für ein 1.9 THz-tcFPI vorgestellt, welches in [23] entstanden ist.

Zum Abschluss werden in Kap. 3.3 erste Ergebnisse präsentiert, die mit einem skalierten 800 GHz-tcFPI in [23] erzielt worden sind.

3.1 Das FPI als Diplexer für STO

Der Heterodyn-Empfänger soll [CII]- und [NII]-Emissionen in der Milchstraße großflächig kartieren. Die Linien haben aufgrund des Drucks und der Temperatur im ISM eine Linienbreite von einigen 100 MHz. Weiterhin können in der Milchstraße relativ zur Erde Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 100 km/s auftreten, welche aufgrund des Doppler-Effekts bei 2 THz zu

einer Frequenz-Verschiebung im GHz-Bereich führen können.

Da die Frequenzen der LOs im Heterodyn-Empfänger nach dem Start nicht mehr verändert werden können, kann das Zwischenfrequenz-Band des Empfängers während des Fluges nicht verschoben werden. Um die Emissionslinien dennoch vollständig detektieren zu können, muss die ZF-Bandbreite idealerweise im GHz-Bereich liegen.

Sowohl die HEBs als auch der Diplexer stellen Bandpassfilter für das ZF-Band dar. Die HEBs geben nach Kap. 2.3.1 für das ZF-Band eine Bandbreite von etwa 3 GHz vor. Diese Bandbreite muss durch den Diplexer annähernd komplett ausgenutzt werden, um die benötigte Bandbreite für das Signal zu erreichen.

Der Bandpass des MPIs und des FPIs ist in Kap. 2.4 diskutiert und in Abb. 2.7 und Abb. 2.9 dargestellt worden. Die HEBs beschränken die Mittenfrequenz des Diplexer-Bandpasses in der ZF stark. Anhand der Abbildungen wird deutlich, dass eine ZF-Bandbreite im GHz-Bereich nur mit einer hohen relativen Bandbreite b erreicht werden kann. Während die relative Bandbreite des MPIs intrinsisch auf $b_{\text{MPI}} = 1$ beschränkt ist, bietet das FPI bei einer entsprechend hohen Finesse F eine hohe relative Bandbreite b . Durch die Benutzung von Polarisationsgittern als Strahlteiler kann nach Kap. 2.4.2 eine solch hohe Finesse F realisiert werden. Der Bandpass des FPIs kann über den Winkel φ_{Dplx} zwischen den Drähten der Polarisationsgitter “kastenförmig“ an den Bandpass des HEBs angepasst werden, um so die Bandbreite des HEBs von etwa 3 GHz annähernd auszunutzen.

Ein astronomisches Instrument, in dem das FPI als Diplexer erfolgreich zum Einsatz kommt, ist das Infrarot-Heterodyn-Spektrometer “THIS“ [65] bei 10 μm .

3.2 Vom FPI zum tcFPI als Array-Diplexer

Um den Bedürfnissen von STO gerecht zu werden, ist aus dem FPI zunächst das tcFPI entstanden, das als Array-Diplexer genutzt werden kann.

Im THz-Bereich gelten die Regeln der Gauss’schen Optik (s. Kap. 2.5.2). Nach Gl. 2.35 und Gl. 2.37 treten zwischen Beams, deren Beam-Waists sich an unterschiedlichen Positionen befinden und unterschiedlich groß sind, schnell große Kopplungsverluste auf. Daher kann ein FPI-Aufbau mit zwei planparallelen Strahlteilern, wie er in Abb. 2.8 dargestellt ist, nicht korrekt funktionieren. Der Kopplungskoeffizient $|C_{12}|^2$ zwischen den Beams fällt aufgrund des Anstiegs im axialen und transversalen Versatz der Beam-Waists rapide ab. In dieser einfachen Konfiguration kann es im THz-Bereich nicht zur Vielstrahl-Interferenz kommen.

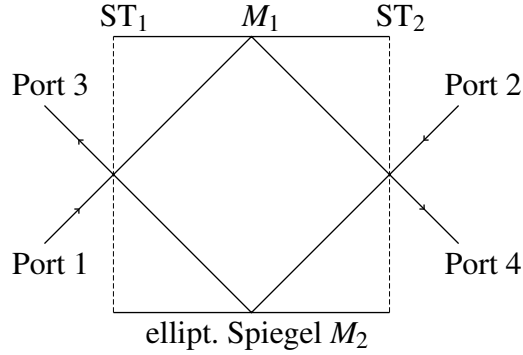


Abbildung 3.1: Das konfokale Ring-FPI als 4-Port-Diplexer. Als Reflektoren zwischen den Strahlteilern ST_1 und ST_2 werden die elliptischen Spiegel M_1 und M_2 genutzt, die hier und in den übrigen Abbildungen als Planspiegel angedeutet sind. Die Beam-Waists können so durch Gauss'sche Transformationen kontrolliert werden. In [23] ist gezeigt worden, dass zur Vermeidung von Kopplungsverlusten die Beam-Waists idealerweise auf den Strahlteilern liegen und die elliptischen Spiegel M_1 und M_2 ein Gauss'sches Teleskop mit einer Vergrößerung von $M = 1$ darstellen. Die Beam-Waist wird nach einem Durchlauf auf die Eingangs-Beam-Waist zurück transformiert.

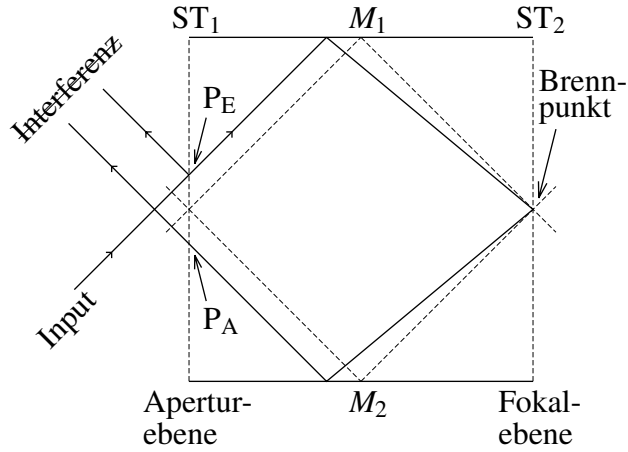


Abbildung 3.2: Ein Strahl, der in der Aperturebene am Strahlteiler ST_1 mit einem positiven, parallelen Versatz zur optischen Achse in ein konfokales Ring-FPI einfällt. P_E ist der Eintrittspunkt. Zwischen den beiden Spiegeln M_1 und M_2 wird der Strahl nach Kap. 2.5.1 auf den Brennpunkt in der Fokalebene am Strahlteiler ST_2 fokussiert. Dadurch tritt der Strahl am Strahlteiler ST_1 mit negativem Versatz aus. Der Austrittspunkt P_A entspricht nicht dem Eintrittspunkt P_E des Strahles. Erst nach einem weiteren Umlauf befände sich der Strahl wieder am Eintrittspunkt P_E .

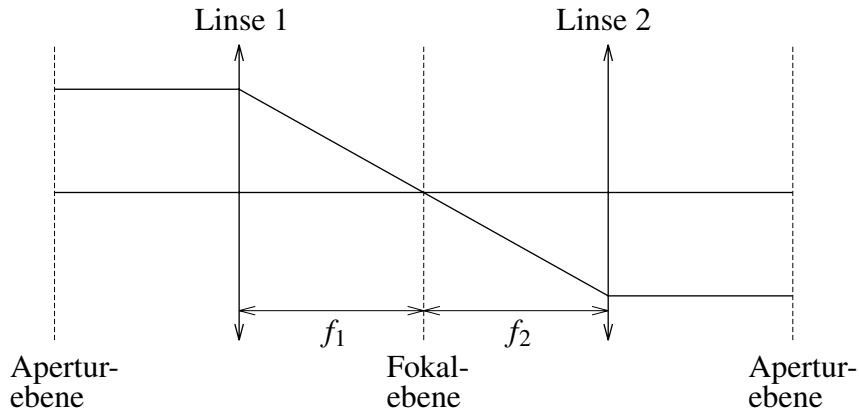


Abbildung 3.3: Ein Strahl, der mit positivem, parallelem Versatz zur optischen Achse verläuft, setzt seinen Gang nach Durchlauf durch das Linsenpaar mit negativem, parallelen Versatz zur optischen Achse fort. Wird ein zweites Linsenpaar hinter dem ersten positioniert, so wird der Versatz wieder umgekehrt und das Vorzeichen des Versatzes wieder positiv.

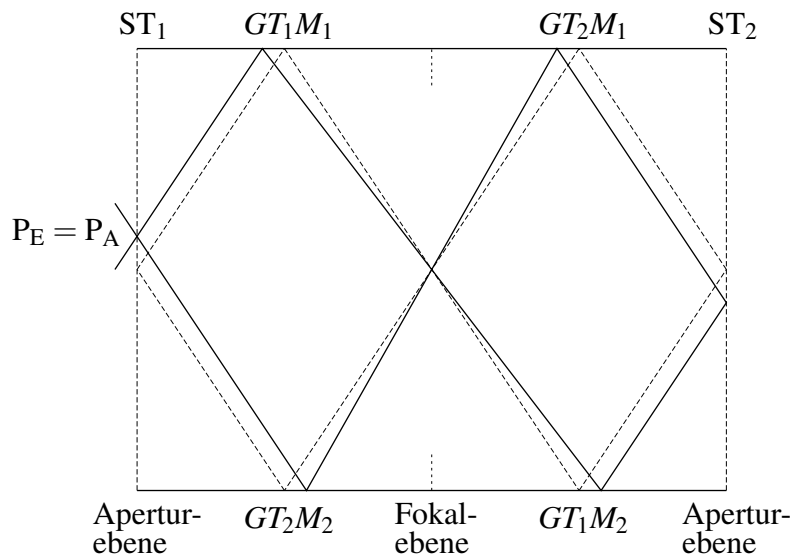


Abbildung 3.4: Der Gang eines Strahles, der mit parallelem Versatz zur optischen Achse in ein tcFPI einfällt. Das tcFPI besteht aus zwei Gauss'schen Teleskopen GT₁ und GT₂, deren Spiegel jeweils mit M₁ und M₂ bezeichnet sind. Der Versatz des Strahles zur optischen Achse wechselt hier in der Fokalebene zweimal das Vorzeichen, so dass der Austrittspunkt P_A dem Eintrittspunkt P_E entspricht. Die Vielstrahl-Interferenz kann hier korrekt erfolgen.

Geeigneter ist die Konfiguration eines konfokalen Ring-FPIs, bei dem zwei Reflektoren zwischen den Strahlteilern hinzugefügt werden. Es ist in Abb. 3.1 dargestellt. Abb. 3.2 zeigt, dass die Interferenz im konfokalen Ring-FPI für Pixel abseits der optischen Achse, wie sie nach Kap. 1.2 im Beam-Muster bei STO auftreten, nur mit großen Verlusten funktioniert.

Der Vergleich zwischen einem konfokalen Ring-FPI und einem Linsenpaar wird in Abb. 3.3 dargestellt. Das Problem des positiven bzw. negativen Versatzes wird hier durch ein zweites Linsenpaar gelöst. Im Bild des Ring-FPIs entspricht das zweite Linsenpaar einem zweiten Gauss'schen Teleskop, das hinter das erste gesetzt wird. Es entsteht ein doppelt-konfokales Ring-FPI (tcFPI), welches in Abb. 3.4 gezeigt ist.

In Abb. 3.5 ist ein erstes Design eines 1.9 THz-tcFPIs gezeigt, das in [23] entstanden ist. Dort sind außerdem die Überlegungen, die zu diesem Strahlengang führen, und die Argumente für diesen Strahlengang als das Optimum aufgeführt.

Für den freien Spektralbereich $\delta\nu$ des tcFPIs folgt nach Gl. 2.8 mit $\Delta = 100$ mm:

$$\delta\nu = \frac{c}{\Delta} \approx 3 \text{ GHz}.$$

Dieser freie Spektralbereich entspricht der ZF-Bandbreite der HEBs und ist somit ausreichend.

Um die Weglänge innerhalb des tcFPIs auf die genauen Wellenlängen von [NII] und [CII] abzustimmen, wird ein Strahlteiler in der Richtung seiner Flächennormalen verschoben. Seine Position wird mit x_{Dplx} ¹ bezeichnet.

Durch Verschieben eines Strahlteilers geht die Symmetrie des Strahlenganges innerhalb des tcFPIs verloren. Die Asymmetrie und die daraus entstehenden Kopplungsverluste wachsen mit der Größe der Verschiebung an. Die Position des Strahlteilers, die zu einem symmetrischen Strahlengang im tcFPI führt, wird daher als Symmetriepunkt x_{sym} des tcFPIs bezeichnet.

Die Kopplungsverluste, die durch einen asymmetrischen Strahlengang auftreten, werden hauptsächlich durch einen transversalen Versatz δ_T zwischen den Strahlen am Ausgang des tcFPIs hervorgerufen. Dieser transversale Versatz δ_T hängt vom Abstand der Strahlteiler-Position x_{Dplx} zum Symmetriepunkt x_{sym} ab. Der Zusammenhang nach einem Umlauf im tcFPI lautet nach [23]:

$$\delta_T = 2(x_{\text{Dplx}} - x_{\text{sym}}) \cos \Theta, \quad (3.1)$$

wobei Θ der Reflexionswinkel im tcFPI ist.

Um die Kopplungsverluste durch einen asymmetrischen Strahlengang zu minimieren, muss für die Wegdifferenz des symmetrischen Strahlenganges Δ

¹ x_{Dplx} wird auch die Position des Diplexers genannt.

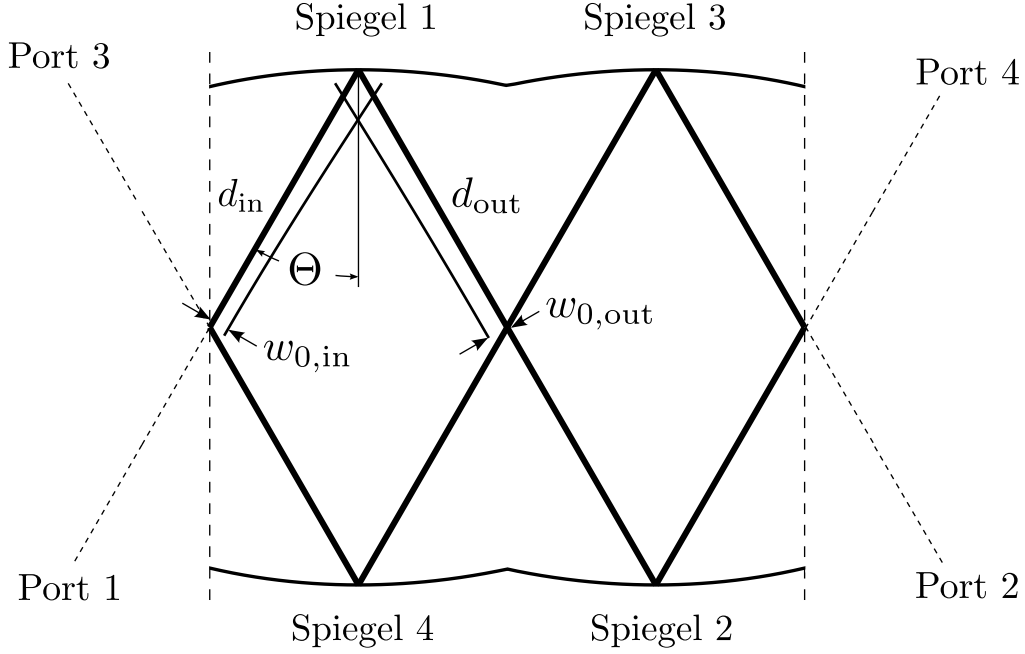


Abbildung 3.5: Das tcFPI besteht aus vier elliptischen Spiegeln mit gleicher Brennweite $f = 12.5 \text{ mm}$. Spiegel 1 und 2 bzw. Spiegel 3 und 4 bilden somit jeweils ein Gauss'sches Teleskop mit $M = 1$. Betrachtet wird ein Strahl, der aus Port 1 in das tcFPI einfällt. Die Gauss'schen Transformationen an den Spiegeln sind in Tab. 3.1 aufgeführt. Der Reflexionswinkel an den elliptischen Spiegeln beträgt $\Theta = 30^\circ$. Die Wegdifferenz, die ein Strahl nach einem Umlauf im tcFPI zurücklegt, beläuft sich auf $\Delta = 100 \text{ mm}$.

		Spiegel 1 und 3	Spiegel 2 und 4
$\lambda = 0.158 \text{ mm}$ $f = 12.50 \text{ mm}$ $\Theta = 30^\circ$	$w_{0,in}$	0.70 mm	0.90 mm
	d_{in}	12.50 mm	12.50 mm
	$w_{0,out}$	0.90 mm	0.70 mm
	d_{out}	12.50 mm	12.50 mm

Tabelle 3.1: Die Gauss'schen Transformationen der Beam-Parameter an den elliptischen Spiegeln des tcFPIs aus Abb. 3.5, berechnet nach Gl. (2.30) und Gl. (2.31).

in einem tcFPI für STO gelten:

$$\Delta = \frac{2n+1}{2} \lambda_{[\text{NII}]/[\text{CII}]} \quad (3.2)$$

Eingesetzt in Gl. 2.15 ergibt sich damit:

$$|R|^2 = \frac{F'}{1+F'} = I_{\text{max,R}}.$$

Die Reflexion für das Signal ist maximal. Auf diese Weise kann der Strahlteiler im Symmetriepunkt des Strahlenganges positioniert werden.

Die Änderung der Wegdifferenz $\delta\Delta$ im tcFPI durch eine Abweichung $|x_{\text{Dplx}} - x_{\text{sym}}|$ eines Strahlteilers vom Symmetriepunkt des tcFPIs ist nach [23]:

$$\delta\Delta = 2(x_{\text{Dplx}} - x_{\text{sym}}) \sin \Theta. \quad (3.3)$$

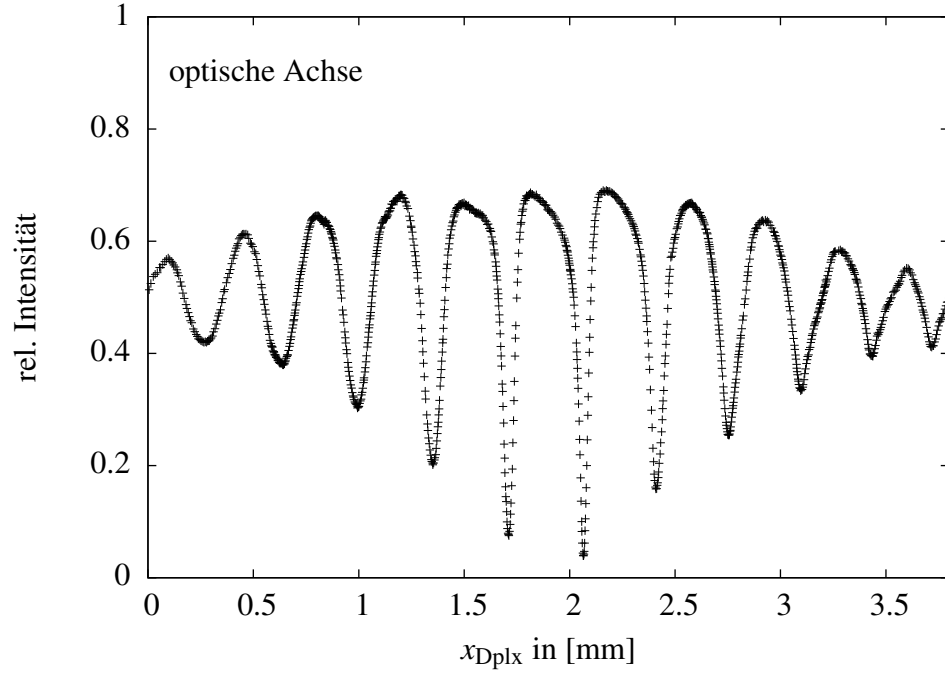


Abbildung 3.6: Ein Diplexer-Scan auf der optischen Achse des skalierten tcFPIs aus Abb. 3.5 mit Mylar-Folien als Strahlteiler. Die Strahlung eines 800 GHz-LOs in Port 1 ist in Reflexion in Port 3 detektiert worden. In Abhängigkeit der Diplexer-Position x_{Dplx} ist das typische Reflexionsverhalten des FPIs aus breiten Reflexionsmaxima und schmalen Reflexionsminima deutlich zu sehen. Der Symmetriepunkt des tcFPIs liegt bei etwa $x_{\text{sym}} \approx 2\text{mm}$. Mit ansteigendem Abstand zum Symmetriepunkt wird die Modulation schwächer. Dies sind die Auswirkungen der Kopplungsverluste aufgrund eines asymmetrischen Strahlenganges im tcFPI. Die Höhe der Modulation wird nach Gl. 2.20 durch F' , aber auch durch die Absorption der verwendeten Mylar-Folie beschränkt, die bis zu 20 – 30% betragen kann.

Zum Test mit einem 800 GHz-Labor-Empfänger ist das 1.9 THz-tcFPI aus Abb. 3.5 mit dem Faktor $1.9 \text{ THz}/0.8 \text{ THz} = 2.375$ auf 800 GHz skaliert und mit teildurchlässigen Folien als Strahlteiler betrieben worden. Für eine detaillierte Beschreibung des gesamten Testaufbaus wird auf [23] verwiesen. Der nächste Abschnitt fasst die Ergebnisse dieser Tests kurz zusammen.

3.3 Erste Tests mit dem tcFPI

Zum Test des skalierten Prototypen sind Diplexer-Scans durchgeführt worden. Während eines Diplexer-Scans wird die Position x_{Dplx} eines Strahlteilers in der Nähe des Symmetriepunktes variiert. Aufgrund der nach Gl. 3.3 resultierenden Variation der Wegdifferenz Δ entsteht eine Interferenz-Modulation einer einfallenden Strahlung, die in Reflexion oder Transmission aufgenommen werden kann. Abb. 3.6 zeigt einen Diplexer-Scan auf der optischen Achse.

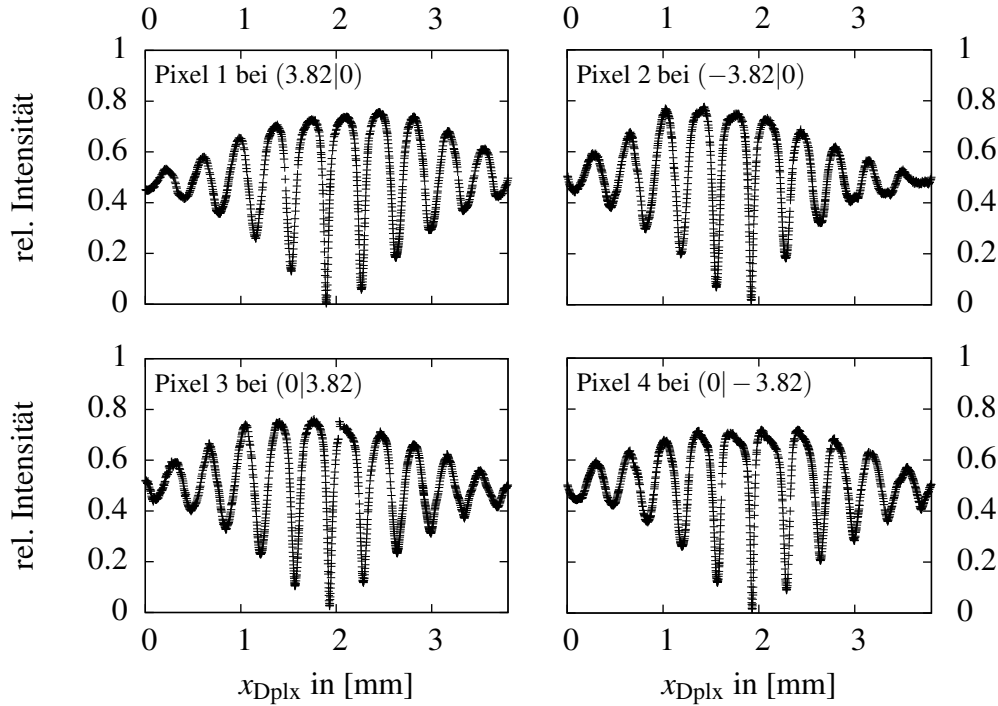


Abbildung 3.7: Diplexer-Scans auf vier verschiedenen Pixeln abseits der optischen Achse. Die Positionen der Pixel sind als Versatz zur optischen Achse (0|0) in mm angegeben. Für weitere Informationen wird auf [23] verwiesen.

Auch hier ist für jeden Pixel die Modulation deutlich zu erkennen. Sie ähnelt stark der Modulation aus Abb. 3.6 auf der optischen Achse. Es kommt somit auch abseits der optischen Achse zur gewünschten Interferenz.

Die theoretische Finesse F_{th} des getesteten tcFPIs berechnet sich über Gl. 2.17 und Gl. 2.18 aus dem theoretischen Reflexionskoeffizienten $|r|_{\text{th}}^2 = 0.49$ der genutzten Mylar-Folien zu

$$F_{\text{th}} = 4.76. \quad (3.4)$$

Die über Gl. 2.11 aus dem Diplexer-Scan experimentell ermittelte Finesse F_{exp} liegt bei

$$F_{\text{exp}} = 5.24 \pm 0.71. \quad (3.5)$$

Innerhalb der Fehler wird die Theorie durch das Experiment bestätigt. Die aus F_{exp} berechnete relative Bandbreite beläuft sich auf $b_{\text{exp}} = 1.62 \pm 0.05$. Im Vergleich zum MPI, welches eine relative Bandbreite von $b_{\text{MPI}} = 1$ hat, ist dies eine Verbesserung um 62 %.

Abb. 3.7 zeigt Diplexer-Scans, bei denen die LO-Strahlung nicht auf der optischen Achse, sondern versetzt dazu auf vier verschiedenen Pixeln eingestrahlt worden ist.

Um die Funktionsweise des tcFPIs als Array-Diplexer zu überprüfen, ist in Abb. 3.8 das tiefste Interferenz-Minimum dieser vier Scans hoch aufgelöst dargestellt.

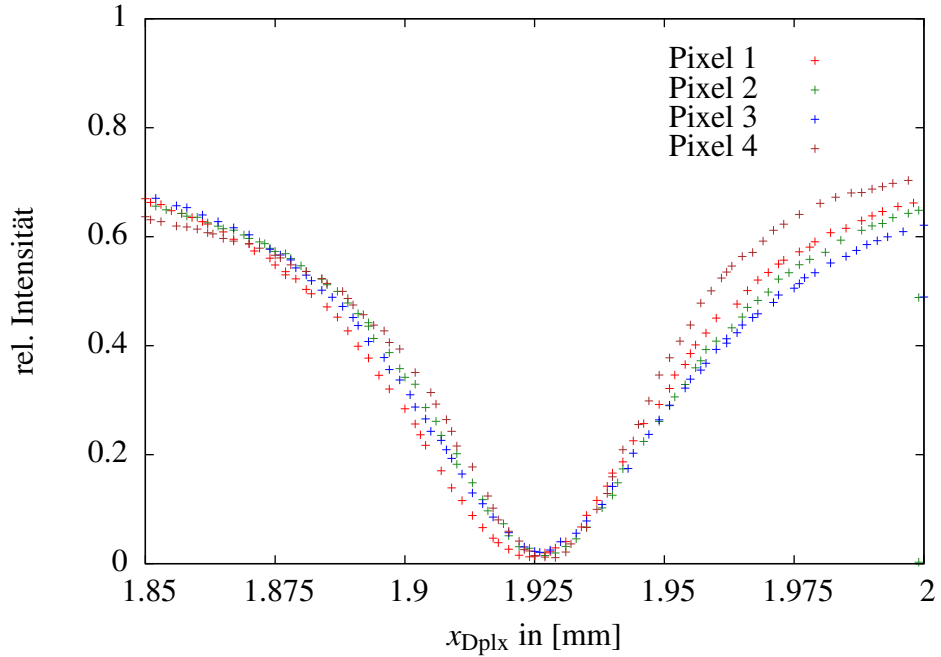


Abbildung 3.8: Das tiefste Interferenz-Minimum der vier Scans aus Abb. 3.7. Die relative Intensität wird für jeden Pixel bei $x_{\text{Dplx}} \approx 1.925$ mm minimal. Die Wegstrecke innerhalb des tcFPIs ist für jeden Pixel somit gleich. Die vier Pixel sind in Phase.

Die ersten Tests zeigen anhand der Diplexer-Scans die grundsätzliche Funktion des 800 GHz-tcFPIs als Array-Diplexer. Sie zeigen weiterhin, dass Mylar-Folien aufgrund ihrer hohen Absorption und der konstant niedrigen Finesse als Strahlteiler für den Heterodyn-Empfänger von STO nicht geeignet sind. Die Verwendung von Polarisationsgittern als Strahlteiler wird bevorzugt, um die relative Bandbreite des tcFPIs erhöhen zu können und die Absorption gering zu halten (s. Kap. 2.4.2).

Mit einem 1.9 THz-tcFPI sind weitere Tests erfolgreich durchgeführt worden, die die Diplexer-Scans zudem um Messungen der spektralen Rauschtemperatur erweitern. Während das Reflexionsverhalten des tcFPIs durch Diplexer-Scans untersucht werden kann, gibt die spektrale Rauschtemperatur Aufschluss über das Transmissionsverhalten und den Bandpass, der für das Signal zur Verfügung steht (s. Kap. 3.1). Diese Tests sind in Kap. 5 beschrieben.

Die Empfänger-Optik von STO ist auf zwei tcFPIs als Array-Diplexer für 1.4 THz und 1.9 THz ausgelegt, die auf dem hier vorgestellten und getesteten tcFPI basieren und in Kap. 4.3.1 detailliert beschrieben sind.

Kapitel 4

Die Optik des STO-Empfängers

In diesem Kapitel wird das Design der Empfänger-Optik für STO vorgestellt und ihre Herstellung geschildert.

In Kap. 3 ist die Entscheidung begründet worden, das tcFPI als Array-Diplexer in der Optik zu nutzen. Der Heterodyn-Empfänger hat die Aufgabe, zwei Frequenzen (1.4 THz und 1.9 THz) gleichzeitig zu detektieren. Zur Bewerkstellung dieser Aufgabe werden zwei Diplexer, einer pro Frequenz, benötigt. Die weitere Empfänger-Optik sorgt für die Kopplung der LOs, der HEBs und des Teleskopes an die Diplexer.

Zum Verständnis der weiteren Ausführungen wird auf die Schilderung in Kap. 1.2 und die dazugehörigen Abbildungen 1.3 - 1.6 verwiesen, in denen bereits ein Großteil der Rahmenbedingungen der Optik beschrieben worden sind.

Die Herausforderung besteht in der Integration der beiden Diplexer in eine Optik, die an die geometrischen Beschränkungen und die weiteren Komponenten des Empfängers angepasst ist. Zu diesen Komponenten zählen die HEB- und LO-Hörner, deren festgelegte Gauss'sche Beams an die Optik gekoppelt werden müssen. Die in Kap. 2.5.2 diskutierte Ausleuchtung des Teleskopes bestimmt die Gauss'schen Beams in der Fokalebene des Teleskopes. Diese optischen Rahmenbedingungen werden zunächst in Kap. 4.1.1 und Kap. 4.1.2 dargestellt.

Im Anschluss werden die Überlegungen geschildert, die zum endgültigen Design der Optik führen. Die Schilderung startet in Kap. 4.2 mit der Signal-Optik, die grundlegend für die gesamte Optik ist und somit ihr Grundgerüst darstellt.

Darauf folgt die mechanische Umsetzung der Signal-Optik in der Warmen und der Kalten Optik. Die Warme Optik wird in Kap. 4.3 beschrieben. Das Design der Diplexer weicht durch die erforderlichen Anpassungen von dem Design, welches in Kap. 3.2 vorgestellt worden ist, leicht ab und wird in

Kap. 4.3.1 detailliert präsentiert.

Die LO-Optik, die als Bestandteil der Warmen Optik die Kopplung zwischen den LOs und den Diplexern herstellt, wird in Kap. 4.3.2 erläutert.

Im Rahmen der Kalten Optik wird in Kap. 4.4 auf die “Focal Plane Units“ (FPU) eingegangen. Die FPU koppeln die Gauss’schen Beams der HEB-Hörner möglichst verlustfrei an die Kalte Optik. Die HEBs schließen den optischen Teil des Signalpfades ab.

Aufgrund der Polarisierung des Signales in der Empfänger-Optik findet in Kap. 4.5 eine Analyse dieser Polarisation statt.

In Kap. 4.6 folgt eine Simulation der Optiken, die Aufschluss über die korrekte Funktionsweise der Optik gibt.

Den Abschluss bildet Kap. 4.7 und die Herstellung der Optiken in der institutseigenen Feinmechanikwerkstatt.

4.1 Der Rahmen für die Empfänger-Optik

4.1.1 Die Hörner der Komponenten

Die Hörner der HEBs und der LOs basieren auf unterschiedlichen Designs. Während über die Hörner der 1.4 THz-Komponenten von JPL keine konkreten Informationen vorliegen, wird für die 1.9 THz-HEBs das Design eines sogenannten “smooth-walled spline-profile horn“ genutzt, welches ausführlich in [37] und [60] dargestellt wird. Der 1.9 THz-LO von VDI besitzt ein Diagonalhorn.

In Tab. 4.1 sind die Parameter der Gauss’schen Beams präsentiert, die aus den Hörnern resultieren.

4.1.2 Das Teleskop

Das Teleskop ist ein on-axis Cassegrain-Teleskop mit einer 80 cm-Apertur. Weitere Informationen über das Teleskop sind [72] zu entnehmen.

Den Ausführungen in Kap. 2.5.2 folgend wird zur Ausleuchtung des Teleskopes ein Edge Taper von $T_E = 14$ dB gewählt. Mit dem Öffnungsverhältnis $f/D = 17.535$ des Teleskopes sind die Beam-Waists in der Fokalebene des Teleskopes für beide Wellenlängen festgelegt. Diese ergeben sich nach Gl. 2.40 zu:

$$\begin{aligned} w_{0,\text{FE},1.4\text{ THz}} &= 2.949\text{ mm}, \\ w_{0,\text{FE},1.9\text{ THz}} &= 2.273\text{ mm}. \end{aligned} \tag{4.1}$$

	HEBs		LOs	
	1.4 THz	1.9 THz	1.4 THz	1.9 THz
λ	0.205 mm	0.158 mm	0.205 mm	0.158 mm
w_0	0.342 mm	0.316 mm	0.413 mm	0.315 mm
d	0.833 mm	1.327 mm	1.663 mm	1.100 mm

Tabelle 4.1: Die Gauss'schen Beam-Parameter der HEB- und LO-Hörner. d ist der Abstand von der äußeren Horn-Apertur zur Position der Beam-Waist, die innerhalb des Hornes liegt.

4.2 Die Signal-Optik als Grundgerüst der Empfänger-Optik

Die Überlegungen zum Design der Signal-Optik beginnen mit einer Diskussion des Beam-Musters, in dem die vier Pixel geometrisch angeordnet sind. Die Diskussion beschränkt sich zunächst auf die 1.4 THz-Pixel.

Der Abstand der Beams $d_{\text{Beams,FE}}$ in der Fokalebene wird minimiert, um kleine Aperturen und somit ein kompaktes Design der Optik zu ermöglichen. Nach Gl. 2.32 ist dabei $d_{\text{Beams,FE}} \geq 3.25w_{0,\text{FE}}$ einzuhalten.

Die Waist-Größe $w_{0,\text{FE}}$ der Gauss'schen Beams ist in der Fokalebene des Teleskopes durch Gl. 2.40 festgelegt. Die Werte sind in Gl. 4.1 und im weiteren Verlauf in Tab. 4.2 aufgeführt.

Diese Bedingungen führen in der Fokalebene zu einem Beam-Muster, welches in Abb. 4.1 gezeigt ist.

Der Abstand der 1.4 THz-Beams beträgt

$$d_{\text{Beams,FE}} = 3.33 w_{0,\text{FE},1.4\text{ THz}} = 9.83 \text{ mm}.$$

Die 1.9 THz-Beams könnten aufgrund der kleineren Beam-Waist $w_{0,\text{FE},1.9\text{ THz}}$ prinzipiell dichter angeordnet werden. Zu Gunsten eines einheitlichen Beam-Musters für beide Frequenzen, ist innerhalb des Projektes die Entscheidung getroffen worden, die 1.9 THz-Beams mit den 1.4 THz-Beams zu überlagern. Die Positionen sich entsprechender Pixel sind gleich.

Die Hauptaufgabe der Optik ist, dieses Beam-Muster in den Array-Diplexern mit dem LO der jeweiligen Frequenz zu überlagern und daraufhin an die HEBs weiterzugeben. Die HEBs sind in zwei FPU's, eine pro Frequenz, angeordnet.

Das Design der Diplexer entspricht weitestgehend dem in Kap. 3.2 vorgestellten Design. Durch die Integration in die gesamte Optik sind kleine Veränderungen nötig, die in Kap. 4.3.1 detailliert beschrieben werden. Als Strahlteiler für die Diplexer werden Polarisationsgitter verwendet. Das Signal wird dadurch in Transmission betrieben.

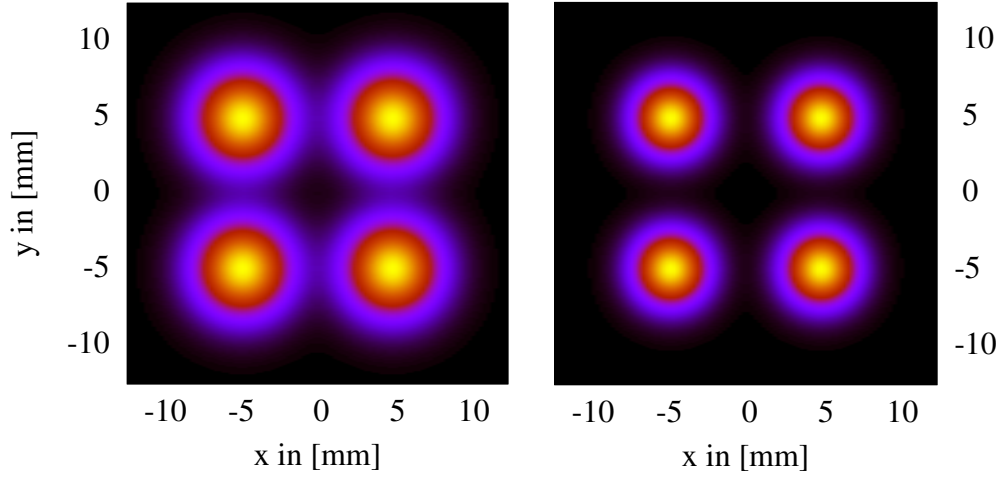


Abbildung 4.1: Das Beam-Muster der vier Pixel in der Fokalebene des Teleskopes bezüglich des Koordinatensystems K_{STO} für 1.4 THz (links) und 1.9 THz (rechts). K_{STO} wird in Abb. 4.2 eingeführt. Die Gauss'schen Beams sind mit einer Gauss-Funktion mit den Parametern x_i , y_i und $w_{0,i}$ berechnet. Die Position des i -ten Beams ist $(x_i|y_i)$, sein Beam-Waist-Radius ist $w_{0,i}$. Diese Parameter sind in Tab. 4.4 und Tab. 4.2 präsentiert.

Um den Einschränkungen durch die Aperturgrößen der Array-Diplexer und der FPU's gerecht zu werden, muss das Beam-Muster transformiert werden. Dazu wird eine Array-Optik aus Gauss'schen Teleskopen genutzt, die in Kap. 2.5.2 erläutert worden sind.

Zur Transformation zwischen Teleskop und den beiden Diplexern und zwischen den Diplexern und den FPU's kommen in der Empfänger-Optik zwei Gauss'sche Teleskope zum Einsatz. Die jeweils zwei Gauss'sche Teleskope, aus denen die Diplexer bestehen, können wegen $M_{Dplx} = 1$ hier unberücksichtigt bleiben.

Die Beam-Waist am Diplexer soll aufgrund der experimentellen Erfahrungen aus Kap. 3.3 nur wenig von dem Design aus [23] abweichen. Für die FPU's sind sowohl die Beam-Waist als auch der Abstand der Beams prinzipiell frei wählbar. Hier muss ein Kompromiss zwischen zu großen Beams auf der einen und zu divergenten Beams auf der anderen Seite gefunden werden.

Die im Hinblick auf diese Überlegungen gewählten Beam-Waists und die daraus resultierenden Gauss'schen Teleskope sind in Tab. 4.2 mit ihren Abbildungsfaktoren präsentiert.

Nach Kap. 1.2 müssen die Beams im Beam-Muster, das von nun an zusammengefasst als Beambündel bezeichnet werden soll, im Verlauf der Optik durch ein Fenster ins Innere des Dewars gelangen. Dadurch wird der Übergang von der Warmen in die Kalte Optik gekennzeichnet. Dieser Übergang

		1.4 THz		1.9 THz	
Teleskop	d_{Beams} w_0	9.830 mm 2.949 mm	3.33	9.830 mm 2.273 mm	4.32
$GT_1 \Updownarrow$	M_1	0.220		0.220	
Diplexer	d_{Beams} w_0	2.167 mm 0.650 mm	3.33	2.167 mm 0.501 mm	4.32
$GT_2 \Updownarrow$	M_2	4.615		4.615	
FPU	d_{Beams} w_0	10.000 mm 3.000 mm	3.33	10.000 mm 2.310 mm	4.32

Tabelle 4.2: Die Transformationen des Beam-Musters durch die Gauss'schen Teleskope GT_1 und GT_2 , berechnet nach Gl. 2.33. M_1 und M_2 sind die Abbildungsfaktoren der Gauss'schen Teleskope. Das Verhältnis aus w_0 und d_{Beams} bleibt nach einer Gauss'schen Transformation für beide Frequenzen konstant.

muss hinter den Diplexern an einem Ort stattfinden, an dem das Beambündel einen möglichst geringen Umfang hat. Da sich die Beams innerhalb eines Gauss'schen Teleskopes kreuzen und sich somit der Umfang des Beambündels verringert, wird der Bereich innerhalb des zweiten Gauss'schen Teleskopes GT_2 für die Position des Fensters ausgewählt. Der Durchmesser des Fensters begrenzt dadurch den Durchmesser des Beambündels innerhalb von GT_2 .

Aufgrund des Abstandes der Warmfläche zur Kaltfläche im Dewar-Insert wird außerdem ein Minimalabstand für die Spiegel von GT_2 vorgegeben.

Die weiteren Eigenschaften der Gauss'schen Teleskope, wie die Abstände zwischen Spiegel und Beam-Waists oder die Reflexionswinkel, sind innerhalb gewisser Grenzen frei. Die Grenzen werden hauptsächlich durch die geometrischen Gegebenheiten in STO gesetzt und betreffen den für die gesamte Optik zur Verfügung stehenden Raum.

Unter diesen mechanischen Gesichtspunkten ist das Design der Optik optimiert worden. Abb. 4.2 zeigt das Resultat für den Signalpfad der Empfänger-Optik.

Der Durchmesser der $5w$ -Kontur D_{Kontur} des 1.4 THz-Bündels berechnet sich an einer Position der optischen Achse aus

$$D_{\text{Kontur}} = d_{\text{Beams}} \sqrt{2} + 5 w_{1.4 \text{ THz}}, \quad (4.2)$$

wobei d_{Beams} und $w_{1.4 \text{ THz}}$ an der Stelle der optischen Achse ausgewertet werden.

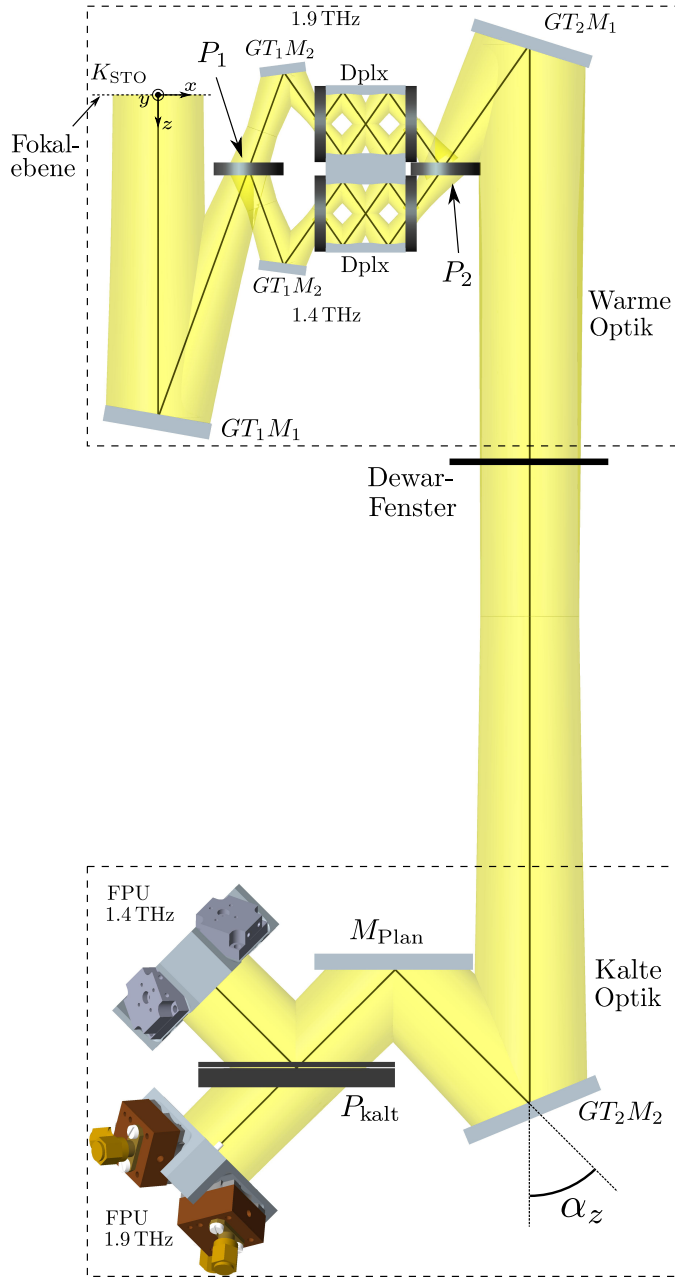


Abbildung 4.2: Der Signalpfad als CAD-Zeichnung beginnend in der Fokalebene des Teleskopes. Die optische Achse ist schwarz, die 5w-Kontur des 1.4 THz-Bündels ist gelb gekennzeichnet. Die 5w-Kontur des 1.9 THz-Bündels ist dem Verhältnis der Wellenlängen entsprechend kleiner und daher nicht extra eingezeichnet. Das Dewar-Fenster zeigt den Übergang von der Warmen Optik bei Umgebungstemperatur in die Kalte Optik bei 4.2 K an. α_z ist der Winkel zwischen optischer Achse und der z-Achse (s. Tab. 4.5).

$GT_1 \quad M_1 = 0.220$			$GT_2 \quad M_2 = 4.615$	
$GT_1 M_1$ $f_1 = 91.04 \text{ mm}$ $\Theta_1 = 20^\circ$	$\lambda = 0.205 \text{ mm}$			$GT_2 M_1$ $f_1 = 59.58 \text{ mm}$ $\Theta_1 = 35^\circ$
	2.949 mm	$w_{0,\text{in}}$	0.650 mm	
	101.829 mm	d_{in}	65.264 mm	
	2.008 mm	$w_{0,\text{out}}$	4.496 mm	
	96.040 mm	d_{out}	331.386 mm	
	$\lambda = 0.158 \text{ mm}$			
	2.273 mm	$w_{0,\text{in}}$	0.501 mm	
	101.829 mm	d_{in}	65.264 mm	
	2.008 mm	$w_{0,\text{out}}$	3.946 mm	
	99.410 mm	d_{out}	412.705 mm	
$GT_1 M_2$ $f_2 = 20.00 \text{ mm}$ $\Theta_2 = 55^\circ$	$\lambda = 0.205 \text{ mm}$			$GT_2 M_2$ $f_2 = 275.00 \text{ mm}$ $\Theta_2 = 45^\circ$
	2.008 mm	$w_{0,\text{in}}$	4.496 mm	
	20.000 mm	d_{in}	3.198 mm	
	0.650 mm	$w_{0,\text{out}}$	3.000 mm	
	20.000 mm	d_{out}	154.000 mm	
	$\lambda = 0.158 \text{ mm}$			
	2.008 mm	$w_{0,\text{in}}$	3.946 mm	
	20.000 mm	d_{in}	-78.125 mm	
	0.501 mm	$w_{0,\text{out}}$	2.310 mm	
	20.000 mm	d_{out}	154.000 mm	

Tabelle 4.3: Die Beam-Transformationen nach Gl. 2.30 und Gl. 2.31 an den einzelnen Spiegeln der beiden Gauss'schen Teleskope GT_1 und GT_2 . Θ_i gibt den Reflexionswinkel am jeweiligen Spiegel an.

Es ist zu beachten, dass das GT_1 nur näherungsweise einem Gauss'schen Teleskop entspricht. Während der Abstand der Spiegel 116.04 mm beträgt, ist die Summe der Brennweiten $f_1 + f_2 = 111.04 \text{ mm}$. Aus der Differenz von 5 mm folgt, dass das Beambündel von den Diplexern aus betrachtet hinter GT_1 nicht parallel zur optischen Achse verläuft, sondern in einem kleinen Winkel von etwa $14'$ auf die optische Achse zuläuft. Durch diese Korrektur treffen die Beams im Teleskop näherungsweise auf das Zentrum des Primärspiegels (s. Kap. 2.5.2).

Pixel 1	(−4.92, 4.92,0.00)	(4.92, 4.92,0.00)	Pixel 2
Pixel 3	(−4.92,−4.92,0.00)	(4.92,−4.92,0.00)	Pixel 4

Tabelle 4.4: Die Koordinaten der vier Pixel im gewählten Beam-Muster in der Fokalebene des Teleskopes bezüglich K_{STO} (vgl. Abb. 4.1).

Elliptische Spiegel, an denen das Bündel einer einzigen Frequenz reflektiert wird, wie zum Beispiel GT_1M_2 , sind mit einem Beam der entsprechenden Frequenz auf der optischen Achse berechnet. Elliptische Spiegel, an denen die Bündel beider Frequenzen reflektiert werden, sind mit einem 1.4 THz-Beam auf der optischen Achse berechnet. Die resultierenden Beam-Transformationen an den einzelnen Spiegeln sind in Tab. 4.3 aufgeführt.

opt. Element	Richtungsvektor		Winkel α_z	
	1.4 THz	1.9 THz	1.4 THz	1.9 THz
Teleskop \Rightarrow FPU				
GT_1M_1	(0.00,0.00, 1.00)	(0.00,0.00, 1.00)	0°	0°
P_1	(0.34,0.00,−0.94)	(0.34,0.00,−0.94)	−20°	−20°
GT_1M_2	(0.34,0.00, 0.94)	(0.34,0.00,−0.94)	20°	−20°
$Dplx$	(0.57,0.00,−0.82)	(0.57,0.00, 0.82)	−35°	35°
P_2	(0.57,0.00,−0.82)	(0.57,0.00, 0.82)	−35°	35°
GT_2M_1	(0.57,0.00,−0.82)	(0.57,0.00,−0.82)	−35°	−35°
GT_2M_2	(0.00,0.00, 1.00)	(0.00,0.00, 1.00)	0°	0°
M_{Plan}	(−0.71,0.00,−0.71)	(−0.71,0.00,−0.71)	45°	45°
P_{kalt}	(−0.71,0.00, 0.71)	(−0.71,0.00, 0.71)	−45°	−45°
	(−0.71,0.00,−0.71)	(−0.71,0.00, 0.71)	45°	−45°

Tabelle 4.5: Ausgehend von der Fokalebene des Teleskopes wird der Verlauf der optischen Achse durch die Empfänger-Optik gezeigt. Die 2. und 3. Spalte geben die Richtungsvektoren bezüglich K_{STO} für die jeweilige Frequenz an. In der 4. und 5. Spalte wird der Winkel α_z der optischen Achse zur z-Achse in positiver Drehrichtung angegeben (s. Abb. 4.2). Die Diplexer werden als ein optisches Bauteil betrachtet.

Zur Beschreibung des Strahlenganges wird in Abb. 4.2 das Koordinatensystem K_{STO} eingeführt. Der Ursprung von K_{STO} liegt im Schnittpunkt der optischen Achse mit der Fokalebene des Teleskopes. Die x-Achse zeigt in die horizontale, die z-Achse in die negative vertikale Richtung und die y-Achse zeigt aus der Papierebene hinaus.

Als Einstieg in die Beschreibung des Strahlenganges wird zunächst der Zusammenhang mit dem Beam-Muster aus Abb. 4.1 hergestellt. Dieses Beam-Muster liegt in der Fokalebene des Teleskopes. Die Ausrichtung des Beam-Musters in Bezug auf den Drehwinkel um die z-Achse wird so festgelegt, dass die Verbindungslinien zwischen benachbarten Beams in Richtung der x- bzw. y-Achse zeigen. Dies ist das Ergebnis einer Simulation, die für diese Konfiguration ein besseres, optisches Verhalten vorhersagt (s. Kap. 4.6.1). In Tab. 4.4 sind die Koordinaten der einzelnen Pixel im Bezugssystem K_{STO} präsentiert.

Das Beambündel breitet sich entlang der optischen Achse durch die Optik aus. Der Verlauf der optischen Achse wird anhand ihrer Richtungsvektoren in Tab. 4.5 illustriert.

Nach der Reflexion am ersten Spiegel des ersten Gauss'schen Teleskopes GT_1M_1 wird das Beambündel vom Polarisationsgitter P_1 in zwei polarisierte Bündel aufgespalten, um das Beambündel auf die beiden Diplexer aufzuteilen. Obwohl durch diese Aufteilung im Grunde noch keine Aussage bezüglich der Frequenzen getroffen wird, soll das Bündel, welches später den 1.4 THz-HEBs zugeführt wird, auch jetzt schon als 1.4 THz-Bündel bezeichnet werden. Gleiches gilt für das 1.9 THz-Bündel. So wird das 1.4 THz-Bündel am Gitter P_1 parallel zu den Gitterdrähten polarisiert und reflektiert und das 1.9 THz-Bündel senkrecht zu den Gitterdrähten polarisiert und transmittiert. Durch die Polarisierung wird jeder Frequenz eine eindeutige Polarisation zugeordnet.

Nach der Trennung werden die Bündel durch die jeweiligen zweiten Spiegel des ersten Gauss'schen Teleskopes GT_1M_2 dem Diplexer für die entsprechende Frequenz in Transmission zugeführt. In den Diplexern findet die Überlagerung des Signals mit den LOs statt.

Hinter den Diplexern wird das 1.4 THz-Bündel am zweiten Polarisationsgitter P_2 transmittiert und das 1.9 THz-Bündel reflektiert, so dass beide Bündel die weitere Optik gemeinsam durchlaufen.

Nach der Reflexion am Spiegel GT_2M_1 , dem letzten Spiegel der Warmen Optik, gelangen die Beambündel durch das Fenster in den Dewar zum Spiegel GT_2M_2 , dem ersten Spiegel der Kalten Optik. Dort und am darauffolgenden Planspiegel M_{Plan} werden sie reflektiert, bis sie auf das kalte Polarisationsgitter P_{kalt} treffen. P_{kalt} trennt die Bündel bezüglich der Polarisationen. Da sich das Reflexionsvermögen eines Polarisationsgitters antiproportional zur Frequenz verhält, wird das 1.4 THz-Bündel in die 1.4 THz-FPU reflektiert

und das 1.9 THz-Bündel in die 1.9 THz-FPU transmittiert. Dort werden die einzelnen Beams der Bündel den HEBs zugeführt.

In den HEBs endet der optische Strahlengang für das Signal. Das Signal wird auf die Zwischenfrequenz (ZF) heruntergemischt und an die weiteren Bestandteile der ZF-Kette weitergeleitet (s. Kap. 2.1).

4.3 Die Warme Optik

Der Verlauf der optischen Achse in der Warmen Optik ist in Abb. 4.3 vergrößert dargestellt. Abb. 4.4 zeigt die Umsetzung dieses Designs in ein mechanisches CAD-Design.

In den Außenflächen der Warmen Optik sind Bohrungen vorgesehen. Diese Bohrungen dienen der späteren Montage der LO-Optik und der Verschiebe-Mechaniken der Diplexer. Die Seiten der Optik sind offen, um von dort zu Justagezwecken einen Laser in die Optik einstrahlen zu können. Über die Bohrungen können weitere Hilfsmittel für die Justage angebracht werden (s. Kap. 6.1).

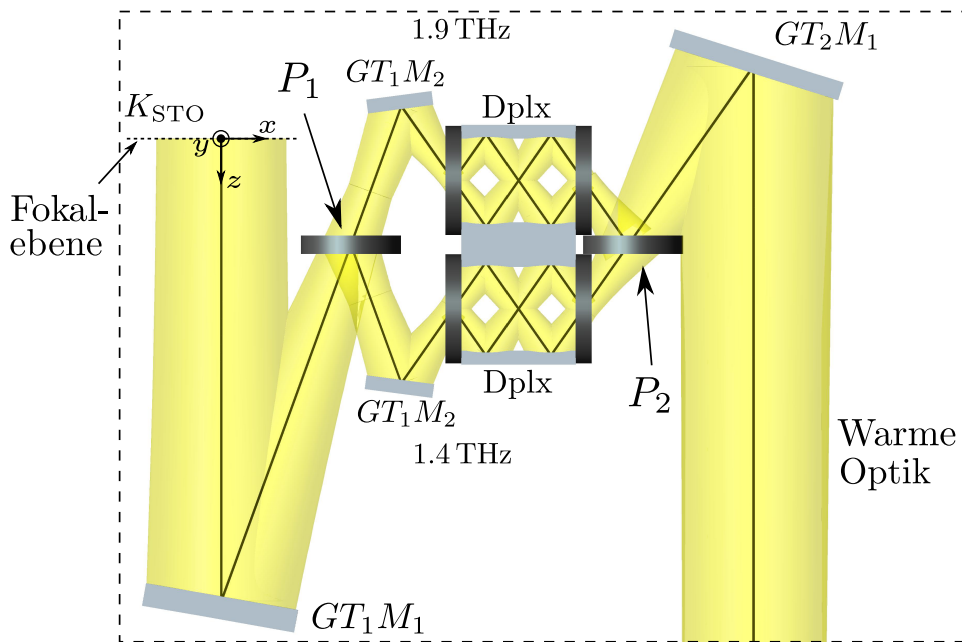


Abbildung 4.3: Die Warme Optik besteht aus den beiden Diplexern, dem ersten Gauss'schen Teleskop GT_1 , dem ersten Spiegel des zweiten Gauss'schen Teleskopes GT_2M_1 und den Polarisationsgittern P_1 und P_2 . Die optische Achse ist schwarz, die 5w-Kontur des 1.4 THz-Bündels ist gelb gekennzeichnet. Der 1.9 THz-Diplexer befindet sich oberhalb des 1.4 THz-Diplexers. Vergleiche Abb. 4.2.

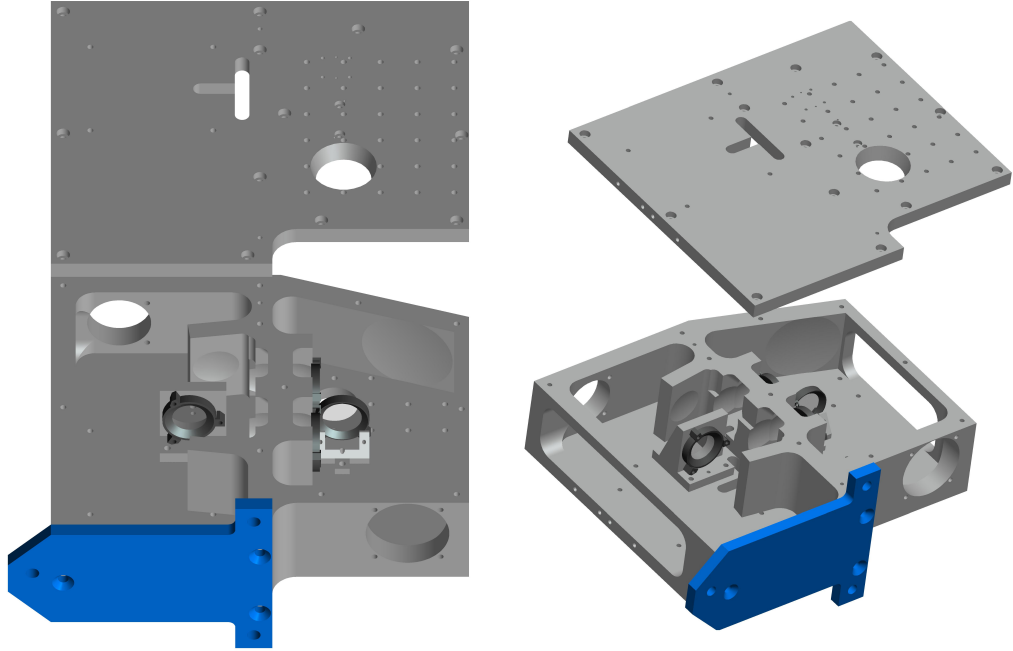


Abbildung 4.4: Die mechanische Umsetzung der Warmen Optik als CAD-Zeichnung aus zwei Perspektiven. Der untere Teil beinhaltet die optischen Oberflächen. Er wird von einer Platte, die als eine Art Deckel dient, abgeschlossen. Passstifte zwischen diesem oberen Deckel und dem unteren Teil sorgen dafür, dass Justagen zwischen beiden Bauteilen nicht verloren gehen. Die Polarisationsgitter werden über Klemmen an die Flächen gepresst. Die Montage auf dem Dewar-Insert geschieht über die blau gefärbte Platte. Sie bietet Kanten für einen Anschlag. Wird die Optik von ihrer Position entfernt, kann sie danach durch den Anschlag wieder korrekt platziert werden. Dadurch bleibt die Justage auf dem Dewar-Insert erhalten.

Die Öffnungen zum Teleskop und zur Kalten Optik wie auch die Spiegel sind auf den $5w$ -Durchmesser des 1.4 THz -Bündels ausgelegt. Die Spiegel und die Auflageflächen der Polarisationsgitter werden in einem Zug auf der institutseigenen CNC-Fräsbank gefräst, so dass die innere Justage zwischen diesen Elementen durch die Maschinengenauigkeit sichergestellt ist.

4.3.1 Die Diplexer

Abb. 4.5 stellt die Diplexer dar. Sie bestehen aus jeweils zwei Gauss'schen Teleskopen (M_1 und M_2 bzw. M_3 und M_4) mit dem Abbildungsfaktor $M_{\text{Dplx}} = 1$. Auf diese Weise wird das Beam-Muster am Eingang der Diplexer auf das identische Beam-Muster am Ausgang der Diplexer abgebildet. Als Strahlteiler werden jeweils zwei Polarisationsgitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ und $P_{\text{Dplx,T}}$ verwendet.

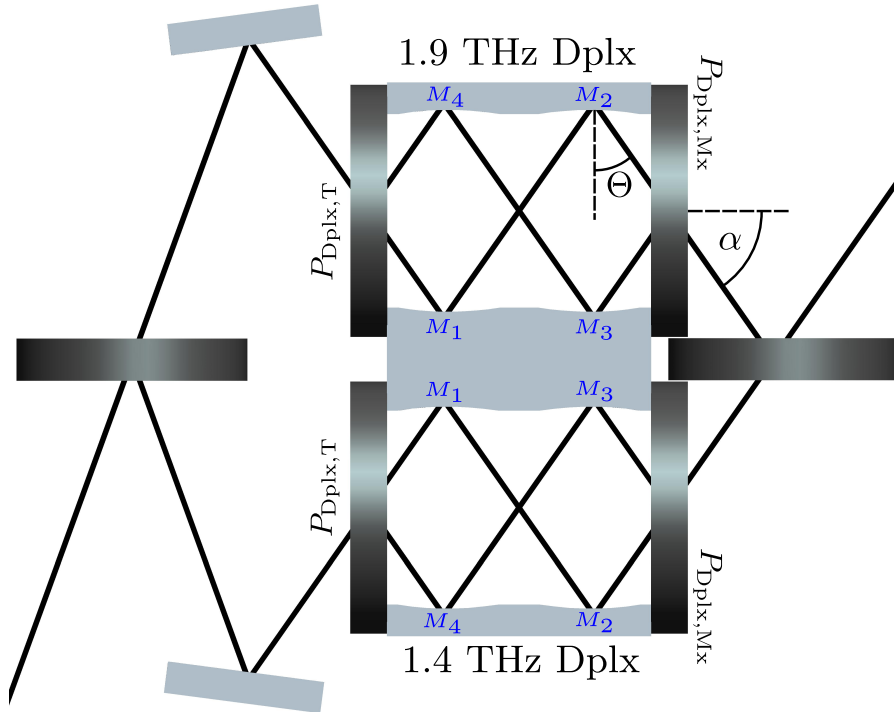


Abbildung 4.5: Die tcFPI-Diplexer mit der umgebenden Optik (vgl. Abb. 4.3). Die Polarisationsgitter $P_{\text{Dplx},Mx}$ auf der Mischerseite sind stationär, die Polarisationsgitter $P_{\text{Dplx},T}$ auf der Teleskopseite werden von einer Mechanik in x -Richtung bewegt (s. Abb. 4.7).

		M_1 und M_3	M_2 und M_4	Δ
1.4 THz $f = 12.504 \text{ mm}$ $\Theta = 35^\circ$	$w_{0,\text{in}}$ d_{in} $w_{0,\text{out}}$ d_{out}	0.650 mm 12.504 mm 1.225 mm 12.504 mm	1.225 mm 12.504 mm 0.650 mm 12.504 mm	100.032 mm
1.9 THz $f = 12.491 \text{ mm}$ $\Theta = 35^\circ$	$w_{0,\text{in}}$ d_{in} $w_{0,\text{out}}$ d_{out}	0.501 mm 12.491 mm 1.254 mm 12.491 mm	1.254 mm 12.491 mm 0.501 mm 12.491 mm	99.928 mm

Tabelle 4.6: Die Gauss'schen Transformationen an den einzelnen Spiegeln der Diplexer, berechnet nach Gl. 2.30 und Gl. 2.31. Δ kennzeichnet die Weglänge innerhalb des entsprechenden Diplexers für den symmetrischen Strahlengang. Θ ist der Reflexionswinkel an den Spiegeln.

Über die Winkeldifferenz φ_{Dplx} der Gitterdrähte dieser Gitter wird die Finesse F des jeweiligen Diplexers eingestellt.

Die tcFPIs unterscheiden sich nur in der Berechnung der Spiegel und der Weglänge Δ des symmetrischen Strahlenganges. Diese beiden Eigenschaften sind auf die jeweilige Frequenz ausgelegt.

Die Gauss'schen Transformationen an den einzelnen elliptischen Spiegeln sind in Tab. 4.6 präsentiert.

Die dort angegebenen Werte für die Weglänge in den tcFPIs erfüllen die Gl. 3.2:

$$\Delta_{1.4\text{THz}} = 487.5 \lambda_{[\text{NII}]}, \quad \Delta_{1.9\text{THz}} = 633.5 \lambda_{[\text{CII}]}.$$

Damit können die tcFPIs optimal auf die beiden Frequenzen des Signals abgestimmt werden (s. Kap. 3.2).

Der freie Spektralbereich der beiden Diplexer beträgt

$$\delta\nu = \frac{c}{\Delta} \approx 3 \text{ GHz}, \quad (4.3)$$

was näherungsweise der ZF-Bandbreite der HEBs entspricht.

Der Einfallswinkel in die Diplexer ist jeweils $\alpha = 55^\circ$. Unter diesem Winkel haben beide Aperturen der Diplexer einen Durchmesser von etwa 11 mm. Die $5w$ -Kontur des 1.4 THz-Bündels beläuft sich auf 6.31 mm, die des 1.9 THz-Bündels ist entsprechend kleiner, so dass Beugungseffekte an den Aperturen vernachlässigt werden können.

Im Gegensatz zum tcFPI mit teildurchlässigen Folien muss beim tcFPI mit Polarisationsgittern das Signal in Transmission und der LO in Reflexion betrieben werden. Die LOs werden den Diplexern auf der den Mischern zugewandten Seite zugeführt.

Die Polarisationsgitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ beider Diplexer dürfen somit weder rotiert noch bewegt werden. Um die Weglänge in den Diplexern und die Finesse der Diplexer zu verändern, bleiben die Polarisationsgitter $P_{\text{Dplx,T}}$ in Rotation und Translation bezüglich der x-Achse frei.

Die Rotation wird per Hand ausgeführt. Dabei muss beachtet werden, dass die Polarisierungen der beiden Bündel, die von den Diplexern in Richtung des Teleskops transmittiert werden, am Polarisationsgitter P_1 senkrecht zueinander stehen, so dass die Bündel dort verlustfrei überlagert werden können. Eine genaue Betrachtung dieser Bedingung findet in Kap. 4.5 statt.

Als Antrieb für die Translation wird jeweils ein Piezo-Motor des Types "Piezo LEGS Linear 6N" der Firma "Piezo Motor AB" verwendet. Für weitere Informationen bezüglich des Piezo-Motors wird auf die Homepage des Herstellers [6] verwiesen.

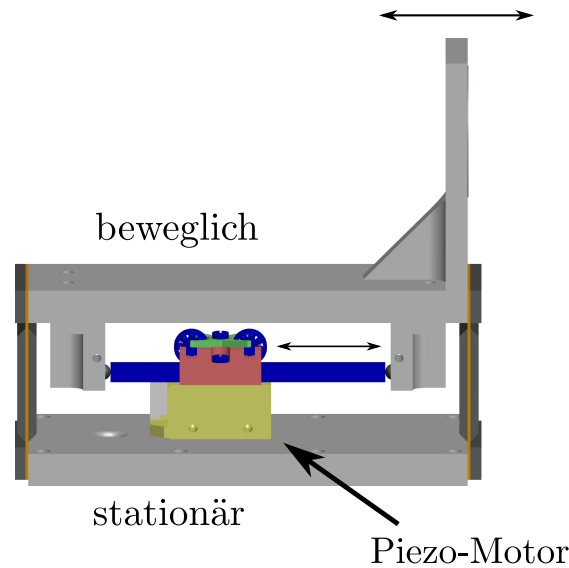


Abbildung 4.6: Die Mechanik besteht aus zwei Teilen. Ein stationärer Teil, auf dem der Piezo-Motor installiert ist, wird fest auf der Warmen Optik montiert. Der zweite Teil ist beweglich und beinhaltet das Polarisationsgitter $P_{Dplx,T}$ für den jeweiligen Diplexer (s. Abb. 4.7). Er wird über den entsprechenden Piezo-Motor relativ zur Warmen Optik und somit zu den Diplexern bewegt. Beide Teile bilden die langen Seiten des Parallelogrammes. Zusammengehalten werden sie auf den kurzen Seiten durch Blattfedern.

Der Piezo-Motor besteht aus der Ansteuerung (gelb und orange) und einem Stab (blau), der durch den Motor bewegt wird. In der Mechanik ist der Stab über zwei Aluminiumstücke, zwischen denen er eingespannt ist, mit dem beweglichen Teil verbunden. Der bewegliche Teil wird so durch eine Bewegung des Stabes gegenüber dem stationären Teil verschoben. Die Federkräfte auf den kurzen Seiten wirken dieser Bewegung entgegen und sorgen für die nötige Stabilität der Mechanik.

Über die Piezo-Motoren wird jeweils eine baugleiche Mechanik betrieben, die in Abb. 4.6 und Abb. 4.7 dargestellt ist. Sie ähnelt der Parallelogramm-Mechanik, die in [23] eingesetzt worden ist.

Die Anordnung der Mechaniken für die beiden Diplexer auf der Warmen Optik ist in Abb. 4.8 dargestellt. Damit die Polarisationsgitter der Diplexer parallel zueinander stehen, werden die Verschiebe-Mechaniken mit Hilfe eines Lasers justiert. Dieser Vorgang ist in Kap. 6.1.1 beschrieben. Um das Polarisationsgitter $P_{Dplx,T}$ zu rotieren oder auszutauschen, müssen die Verschiebe-Mechaniken aus ihren Halterungen auf der Warmen Optik entnommen werden können. Passstiftbohrungen zwischen den Verschiebe-Mechaniken und ihren Halterungen stellen sicher, dass die Justage erhalten bleibt.

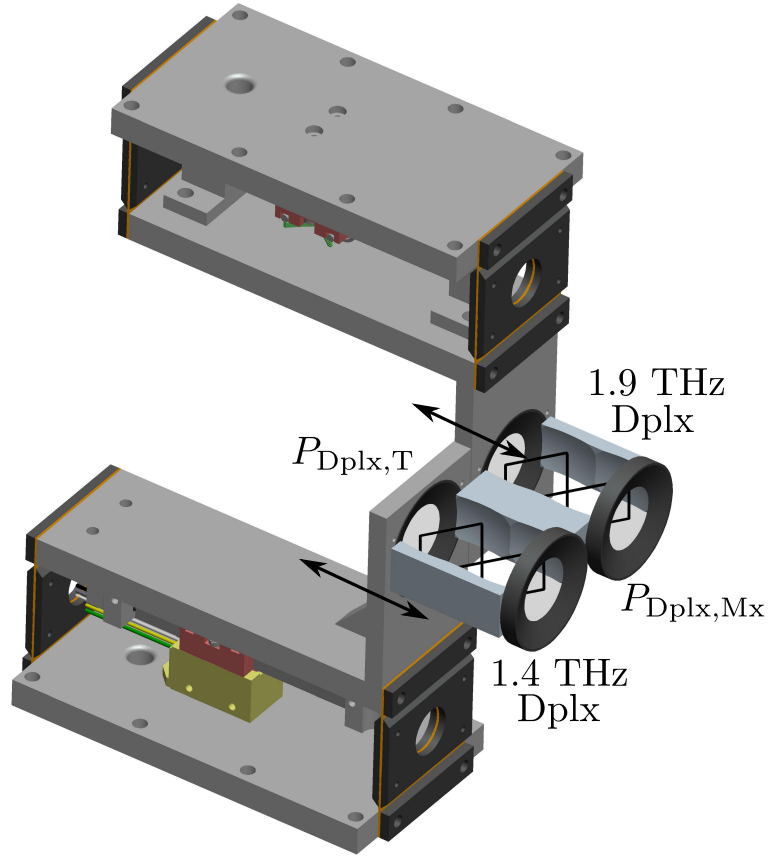


Abbildung 4.7: Die Parallelogramm-Verschiebemechanik, mit der das Gitter $P_{Dplx,T}$ bewegt wird.

Nach Gl. 3.3 folgt aus dem Reflexionswinkel $\Theta = 35^\circ$ für die Weglängenänderung

$$\delta\Delta = 2(x_{Dplx} - x_{sym}) \sin \Theta \stackrel{\Theta=35^\circ}{\approx} 1.15(x_{Dplx} - x_{sym}), \quad (4.4)$$

wobei x_{Dplx} die Position des Polarisationsgitters $P_{Dplx,T}$ und x_{sym} den Symmetriepunkt des Diplexers darstellt. Um die Weglänge im Diplexer um eine Wellenlänge λ zu verändern, reicht demnach eine Verschiebung des Polarisationsgitters $P_{Dplx,T}$ um $\lambda/1.15$ aus.

Damit die Polarisationsgitter $P_{Dplx,T}$ über die Symmetriepunkte hinaus in die Diplexer hinein bewegt werden können, ist von den angrenzenden Spiegelflächen im Design der Warmen Optik Material abgenommen worden. Fährt der jeweilige Piezo-Motor sein Gitter bis zum Anschlag, so beträgt der Abstand zwischen den Gitterdrähten und den Symmetriepunkten der beiden tcFPIs 0.100 mm. Dies entspricht jeweils mindestens einer halben Wellenlänge und reicht aus, um die Diplexer optimal abzustimmen.

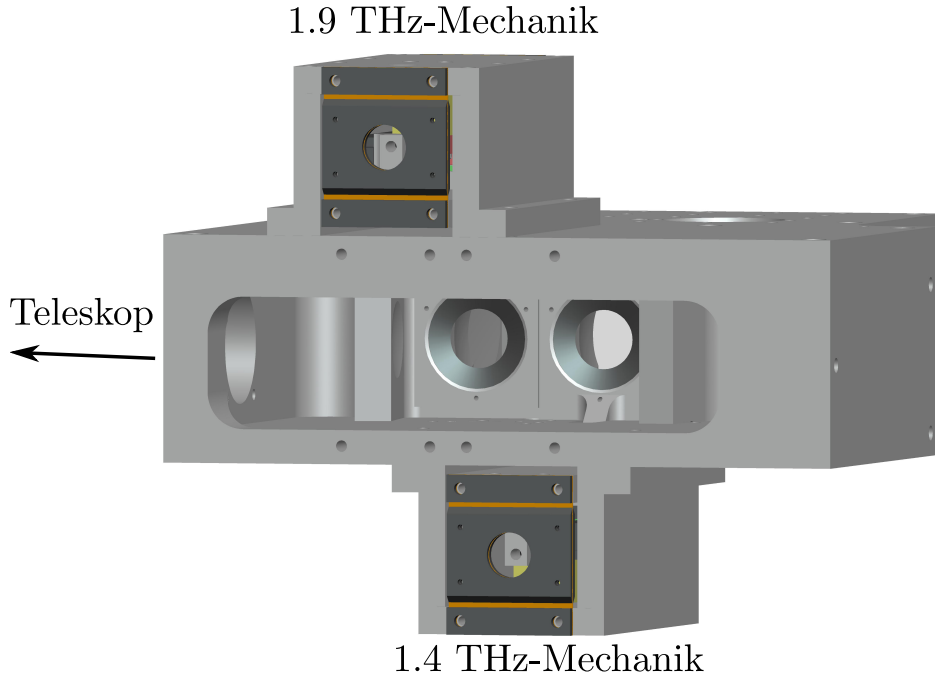


Abbildung 4.8: Die Verschiebemechaniken montiert auf der Warmen Optik. Die obere Mechanik betreibt das Polarisationsgitter $P_{Dplx,T}$ für den 1.9 THz-Diplexer, die untere das Polarisationsgitter $P_{Dplx,T}$ für den 1.4 THz-Diplexer.

	1.4 THz		1.9 THz	
	FG	$M_{LO,ellip}$	FG	$M_{LO,ellip}$
λ	0.205 mm		0.158 mm	
Θ	55 °	90 °	55 °	90 °
f	44.550 mm	70.000 mm	37.810 mm	60.000 mm
$w_{0,in}$	0.413 mm	7.027 mm	0.315 mm	6.023 mm
d_{in}	44.400 mm	70.000 mm	37.700 mm	60.000 mm
$w_{0,out}$	7.027 mm	0.650 mm	6.023 mm	0.501 mm
d_{out}	0.000 mm	70.000 mm	0.000 mm	60.000 mm

Tabelle 4.7: Die Gauss'schen Transformationen am Fourier-Gitter (FG) und dem elliptischen Spiegel $M_{LO,ellip}$ für 1.4 THz und 1.9 THz, berechnet mit Gl. 2.30 und Gl. 2.31. Θ ist der Reflexionswinkel am entsprechenden Spiegel.

4.3.2 Die Optik für die Lokaloszillatoren

Die LO-Optik stellt die Kopplung zwischen den LOs und den Diplexern her.

Im Empfänger kommen zwei LOs zum Einsatz, so dass die LO-Optik in zwei unterschiedliche Pfade aufgeteilt ist.

Für beide Pfade gilt, dass der vom LO-Horn erzeugte Beam in ein Beam-Muster aufgespalten werden muss, welches dem Beam-Muster am Diplexer entspricht. Diese Aufteilung übernimmt ein 2-dimensionales Fourier-Gitter (s. Kap. 2.5.4). Die Leistung des LOs wird durch Beugung am Fourier-Gitter räumlich in vier Hauptmaxima aufgeteilt, in denen jeweils ein Viertel der gesamten LO-Leistung vorhanden ist.

Die Gitterstruktur wird auf die Oberfläche eines parabolischen Spiegels gefräst. Durch diese Kombination wird der LO-Beam zusätzlich am parabolischen Spiegel transformiert, so dass die resultierende Beam-Waist auf der Spiegel- bzw. Gitteroberfläche liegt. Die Eingangs-Waist ist durch das jeweilige LO-Horn bestimmt (s. Tab. 4.1). Die weiteren Parameter der Transformation sind Tab. 4.7 zu entnehmen.

Vom Fourier-Gitter aus spaltet sich das Beambündel auf. Es entspricht somit der Fokalebene eines Gauss'schen Teleskopes. Zusammen mit einem elliptischen Spiegel, für den $d_{\text{in}} = f$ gilt, entsteht ein "halbes" Gauss'sches Teleskop. Die Brennweite des elliptischen Spiegels wird so gewählt, dass das Beam-Muster in der Aperturebene dieses Gauss'schen Teleskopes auf das Beam-Muster am Diplexer passt. Die Beam-Waists müssen sich ebenfalls entsprechen. Die daraus resultierenden Parameter dieser zweiten Transformation sind in Tab. 4.7 aufgeführt.

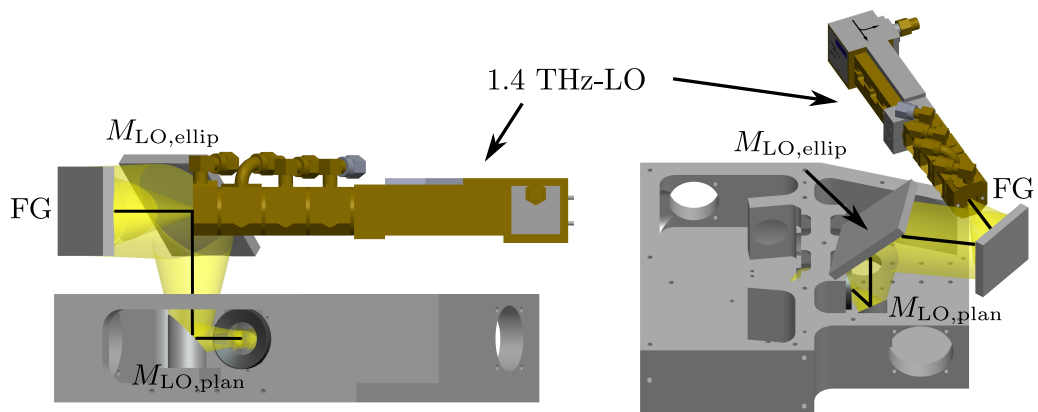


Abbildung 4.9: Der Strahlengang der 1.4 THz-LO-Optik im Bezug zum mechanischen Design der Warmen Optik aus zwei Perspektiven. Die optische Achse ist schwarz, die 5w-Kontur des 1.4 THz-Bündels gelb gekennzeichnet.

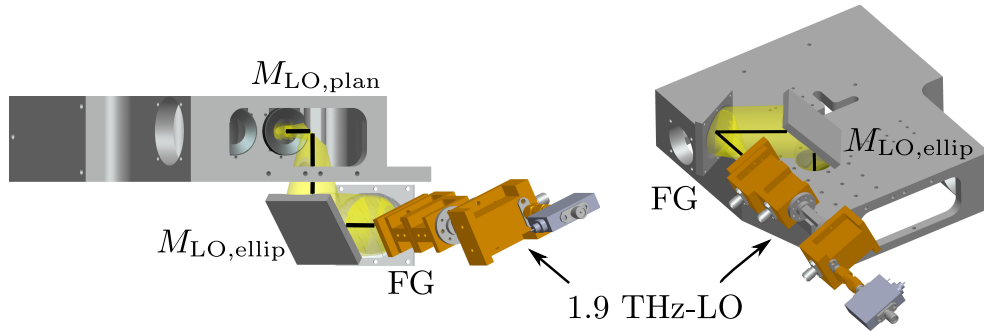


Abbildung 4.10: Der Strahlengang der 1.9 THz-LO-Optik im Bezug zum mechanischen Design der Warmen Optik aus zwei Perspektiven. Die optische Achse ist schwarz, die 5 σ -Kontur des 1.9 THz-Bündels gelb gekennzeichnet.

Die LOs müssen auf der den Mischern zugewandten Seite in Reflexion in die Diplexer eingestrahlt werden. Da in der Ebene des Signalpfades nur noch wenig Platz dafür ist, wird der 1.4 THz-LO bezüglich des Koordinatensystems K_{STO} in einer parallelen Ebene mit positivem y-Wert und der 1.9 THz-LO in einer parallelen Ebene mit negativem y-Wert platziert. Durch zwei Öffnungen werden die LOs in die Warme Optik eingestrahlt und jeweils durch einen planen Umlenkspiegel $M_{LO,plan}$ in die Ebene des Signalpfades gelegt. Der resultierende Strahlengang ist für 1.4 THz in Abb. 4.9 und für 1.9 THz in Abb. 4.10 dargestellt.

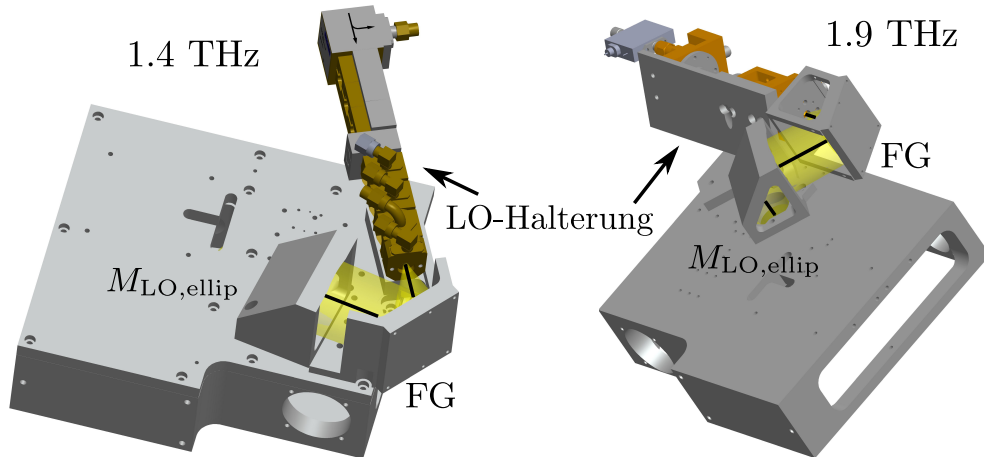


Abbildung 4.11: Die Umsetzung der LO-Optik in ein mechanisches CAD-Design für 1.4 THz (links) und 1.9 THz (rechts). Die Fourier-Gitter sind in den LO-Halterungen integriert. Die LO-Halterungen besitzen Anschlagskanten für die LOs. Über weitere Anschlagskanten werden die LO-Halterungen bezüglich der Warmen Optik und der elliptischen Spiegel ausgerichtet, um so die Justage sicherzustellen.

opt. Element	Richtungsvektor	
	1.4 THz	1.9 THz
LO \Rightarrow Dplx		
FG	(0.42, 0.00, 0.91)	(-1.00,0.00,0.00)
$M_{\text{LO,ellip}}$	(-0.98, 0.00,-0.17)	(0.57,0.00,0.82)
$M_{\text{LO,plan}}$	(0.00,-1.00, 0.00)	(0.00,1.00,0.00)
	(-0.57, 0.00,-0.82)	(-0.57,0.00,0.82)

Tabelle 4.8: Die Richtungsvektoren der optischen Achse durch die LO-Optik bezüglich K_{STO} .

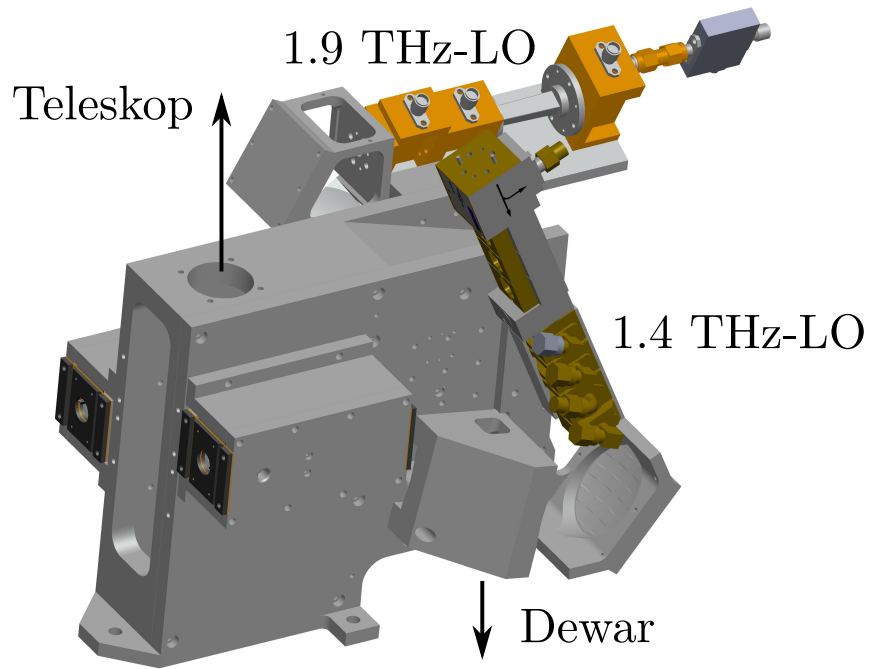


Abbildung 4.12: Das CAD-Design der gesamten Warmen Optik mit LO-Optik und beiden Verschiebemechaniken.

Tab. 4.8 präsentiert ausgehend von den LOs die Richtungsvektoren der optischen Achse für beide LO-Pfade.

Die LO-Leistung muss entsprechend der Polarisierung der Beambündel an den Diplexern polarisiert sein. Dazu müssen die LOs in einem Winkel um die optische Achse gedreht werden. Dieser Winkel wird in Kap. 4.5 besprochen. In Abb. 4.11 sind die mechanischen Designs der Spiegel und der LO-Halterungen dargestellt.

Abb. 4.12 zeigt die komplette Warme Optik mit LOs und den Verschiebemechaniken der Diplexer.

4.4 Die Kalte Optik

Die Umsetzung des Strahlenganges der Kalten Optik (s. Abb. 4.13) in ein mechanisches CAD-Design ist in Abb. 4.14 dargestellt.

Die innere Justage wird analog zur Warmen Optik durch die Maschinengenauigkeit erzielt. Die Auflageflächen und der elliptische Spiegel werden in einem Zug auf der CNC-Fräsbank im Institut gefräst. Weiterhin werden im gleichen Arbeitsgang Passstiftbohrungen in den Auflageflächen für die FPUs angebracht, die die Justage der FPUs zur Kalten Optik sicherstellen.

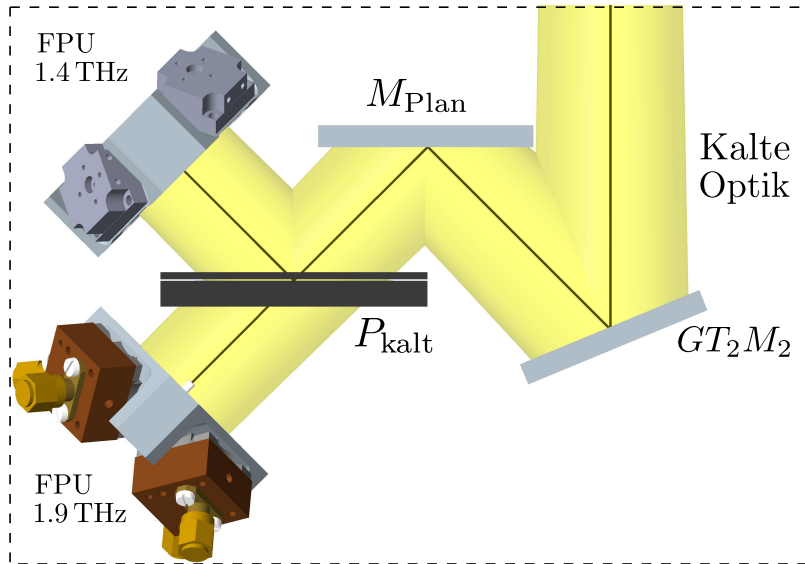


Abbildung 4.13: Die Kalte Optik, bestehend aus dem zweiten Spiegel GT_2M_2 des Gauss'schen Teleskopes GT_2 , dem planen Umlenkspiegel M_{Plan} , dem kalten Polarisationsgitter P_{kalt} und den beiden FPUs, an denen die HEBs montiert sind. Die optische Achse ist schwarz, die 5w-Kontur des 1.4 THz-Bündels ist gelb gekennzeichnet. Vergleiche Abb. 4.2.

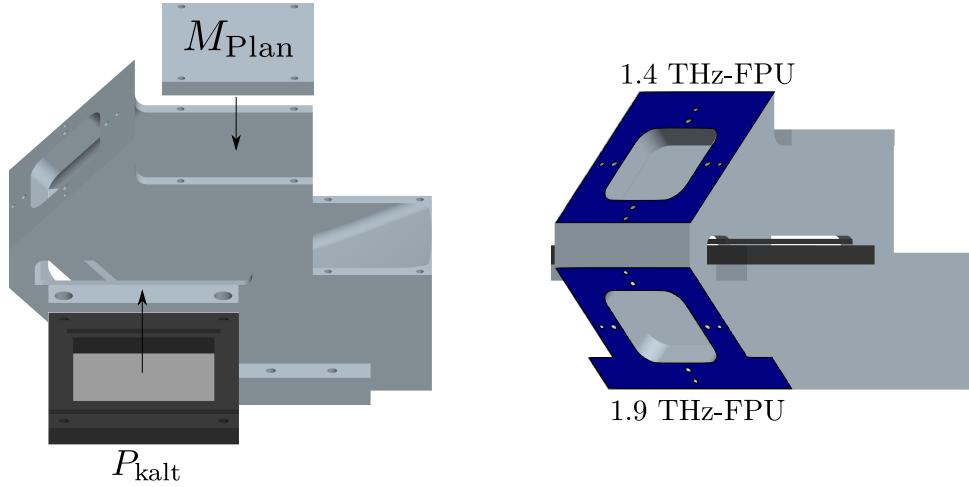


Abbildung 4.14: Das mechanische CAD-Modell der Kalten Optik. Sie besteht aus zwei miteinander verbundenen Wänden, zwischen denen das Beambündel verläuft. Durch einen Schlitz in den Wänden wird das kalte Polarisationsgitter P_{kalt} in den Strahlengang geschoben. Für den planen Umlenkspiegel M_{Plan} und die FPUs sind Auflageflächen vorgesehen, die hier blau gekennzeichnet sind.

Um weitere Hilfsmittel zur Justage anbringen zu können, befinden sich am Rand des elliptischen Spiegels vier Bohrungen.

Die Montage auf der Kaltfläche des Dewar-Inserts geschieht an den Seiten der Kalten Optik. Dafür sind mehrere Bohrlöcher vorgesehen, um den Kontakt zur Kaltfläche durch eine Mehrzahl an Schrauben zu verstärken und somit die Wärmeleitung zu erhöhen.

4.4.1 Die Focal Plane Units

Die jeweils vier HEBs werden an eine Focal Plane Unit (FPU) montiert. Die FPU sind somit, von den HEBs aus gesehen, das erste optische Bauteil der Empfänger-Optik.

Jede FPU erstellt aus den vier einzelnen Beams der HEB-Hörner ein Beam-Muster. Dieses Beam-Muster muss dem Muster entsprechen, welches durch das Gauss'sche Teleskop GT_2 erzeugt wird.

Bevor auf das Beam-Muster weiter eingegangen wird, soll zunächst der Strahlengang innerhalb einer FPU für ein einzelnes HEB betrachtet werden.

Der Beam des HEB-Horns aus Tab. 4.1 wird durch einen parabolischen Spiegel auf den Beam des in Tab. 4.2 festgelegten Beam-Musters transformiert. Die Beam-Waist, an deren Stelle die Größe des Beams minimal ist, liegt auf der parabolischen Spiegeloberfläche, um so Beugungs- und Abschattungseffekte sowie Leistungsverluste an der Apertur des Spiegels zu minimieren.

	1.4 THz	1.9 THz
λ	0.205 mm	0.158 mm
Θ	59 °	50 °
f	15.830 mm	14.650 mm
$w_{0,\text{in}}$	0.342 mm	0.316 mm
d_{in}	15.620 mm	14.380 mm
$w_{0,\text{out}}$	3.000 mm	2.310 mm
d_{out}	0.000 mm	0.000 mm

Tabelle 4.9: Die Gauss'schen Transformationen der HEB-Beams an den parabolischen Spiegeln $M_{\text{parabolisch}}$, berechnet mit Gl. 2.30 und Gl. 2.31, für 1.4 THz und 1.9 THz. Die resultierenden Waists des jeweiligen Beams liegen auf den Spiegeloberflächen. Θ kennzeichnet den Reflexionswinkel am Spiegel.

Die gewählten Parameter für diese Transformation sind der Tab. 4.9 zu entnehmen.

Aus mechanischen Gründen wird zwischen HEBs und dem gekrümmten Spiegel noch ein Planspiegel hinzugefügt. Der endgültige Strahlengang für ein HEB ist in Abb. 4.15 dargestellt.

Um das korrekte Beam-Muster herzustellen, wird dieser einzelne Strahlengang auf einem Kreis mit dem Radius $r = d_{\text{Beams,FPU}}/\sqrt{2}$ alle 90° rotationssymmetrisch um die optische Achse des Beam-Musters angeordnet. Daraus resultieren dann die FPUs, deren endgültiges Design in Abb. 4.16 dargestellt ist.

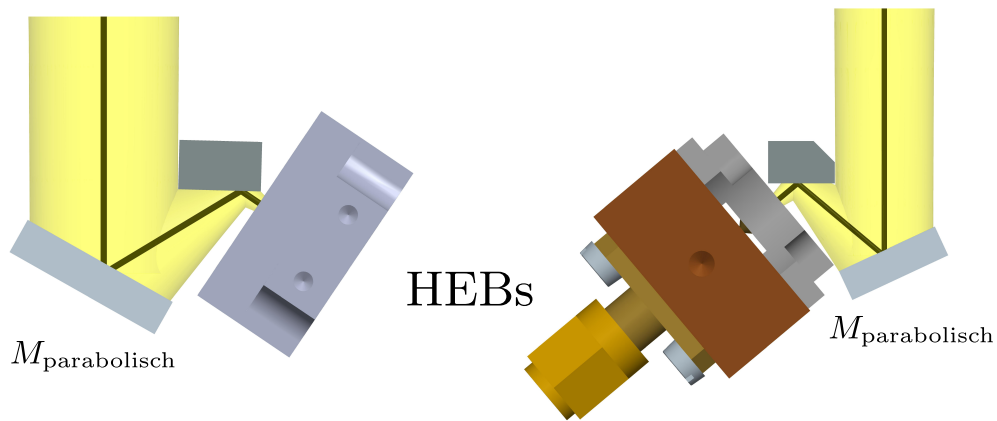


Abbildung 4.15: Der Strahlengang innerhalb der FPU für einen einzelnen 1.4 THz-Beam (links) und einen einzelnen 1.9 THz-Beam (rechts). Die optische Achse ist schwarz, die 5w-Kontur des Beams ist gelb gekennzeichnet.

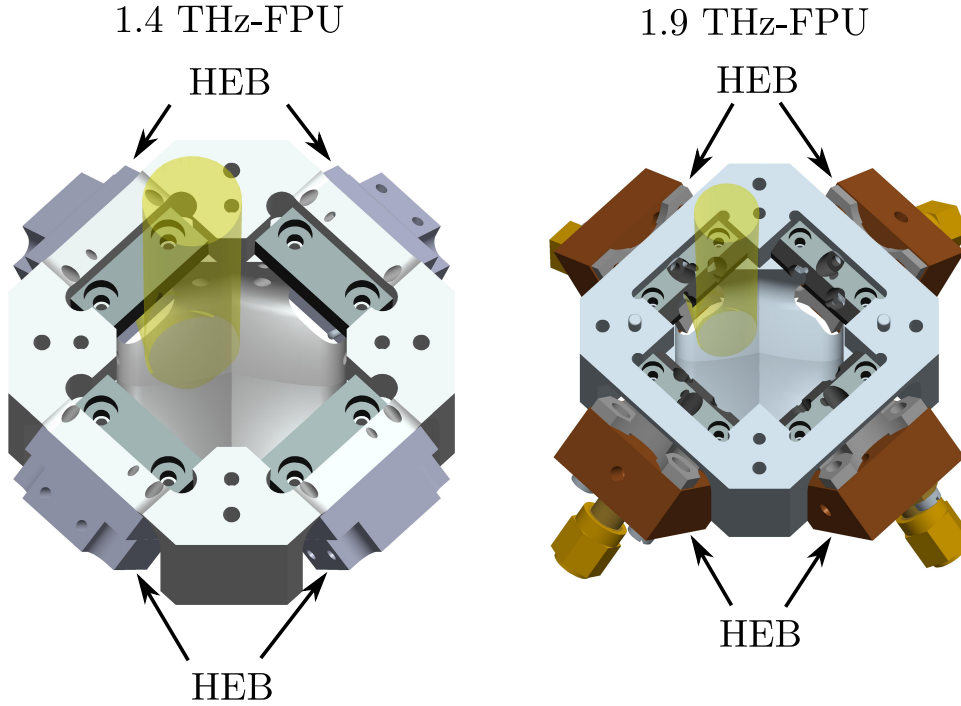


Abbildung 4.16: Das CAD-Design der 1.4 THz-FPU (links) und der 1.9 THz-FPU (rechts). Die 5w-Kontur eines Beams ist jeweils exemplarisch dargestellt.

Aus den vier parabolischen Spiegeln entsteht eine pyramidenförmige zusammenhängende Spiegelfläche. Die vier HEBs werden in Ausbuchtungen an den Seiten der FPUs. Die Stirnfläche der FPU wird als Montagefläche an die Kalte Optik genutzt. Die optisch korrekte Kopplung der FPU und der Kalten Optik wird durch Passstifte in den FPU und entsprechende Bohrungen in der Kalten Optik sichergestellt.

Die Polarisation der HEB-Hörner wird im folgenden Abschnitt betrachtet.

4.5 Der Polarisations-Verlauf durch die Optik

Am Polarisationsgitter P_1 wird das vom Teleskop kommende, unpolarisierte Beambündel in zwei senkrecht zueinander polarisierte Bündel aufgespalten, in das 1.4 THz-Bündel und in das 1.9 THz-Bündel (s. Abb. 4.2). In der Optik treffen beide Bündel auf weitere polarisationsabhängige Bauteile. Um Verluste zu vermeiden, wird die Polarisation der beiden Bündel im Verlauf der Optik analysiert, so dass die polarisationsabhängigen Bauteile entsprechend platziert werden können.

Da die Polarisationsgitter $P_{\text{Dplx,T}}$ auf der Teleskopseite gedreht werden,

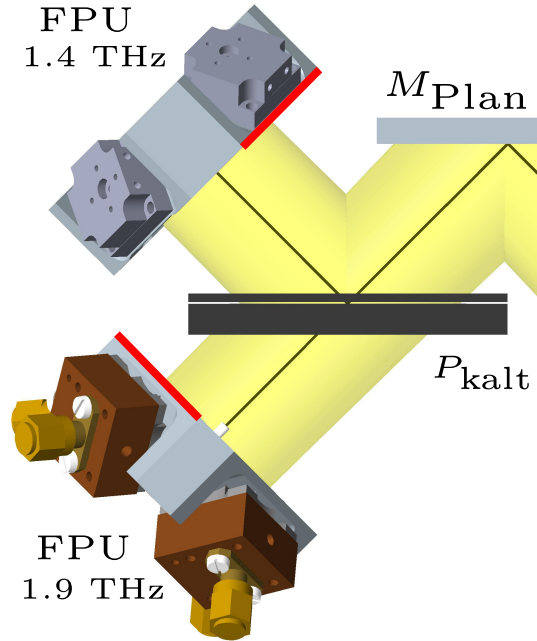


Abbildung 4.17: Die Polarisation des 1.4 THz-Bündels und des 1.9 THz-Bündels, ausgehend von der FPU. Die Polarisationsvektoren stehen parallel zu den rot gekennzeichneten Längskanten der FPU.

um die Finesse des jeweiligen Diplexers einzustellen, ist die Polarisation der Bündel zum Teleskop hin variabel. Daher wird der Verlauf der Polarisation im Gegensatz zum Strahlengang mit den FPUs beginnend betrachtet.

Jede FPU erstellt ein Beambündel mit einer eindeutigen Polarisation. Die einzelnen Beams in dem Bündel sind parallel polarisiert. Aufgrund der Anordnung der HEBs in den FPUs entspricht die Polarisation eines Beams einer der beiden Längskanten der FPU. Damit gibt es nur zwei mögliche, aufeinander senkrecht stehende Polarisationsrichtungen für die beiden FPU. Da es keine Vorzüge gegenüber der einen oder anderen Richtung gibt, sind die Polarisationen den FPU willkürlich zugeordnet worden.

In Abb. 4.17 sind die Kanten in rot gekennzeichnet, entlang denen die Beambündel der beiden FPU polarisiert sind. Die Polarisationsvektoren bezüglich K_{STO} lauten

$$\begin{aligned}\vec{p}_{1.4\text{ THz}} &= (0.50, -0.71, -0.50) \\ \vec{p}_{1.9\text{ THz}} &= (0.50, 0.71, 0.50).\end{aligned}$$

Davon ausgehend kann die Polarisation der Bündel entlang der optischen Achse zunächst bis zu den Diplexern berechnet werden.

	Polarisationsvektor		Winkel	
	1.4 THz	1.9 THz	1.4	1.9
FPU \Rightarrow Dplx				
P_{kalt}	(0.50, -0.71, -0.50)	(0.50, 0.71, 0.50)	45°	45°
M_{Plan}	(0.50, -0.71, 0.50)	(0.50, 0.71, 0.50)	-45°	45°
GT_2M_2	(0.50, -0.71, -0.50)	(0.50, 0.71, -0.50)	45°	-45°
GT_2M_1	(0.71, -0.71, 0.00)	(0.71, 0.71, 0.00)	-45°	45°
P_2	(-0.58, 0.71, -0.41)	(0.58, 0.71, 0.41)	45°	-45°
	(-0.58, 0.71, -0.41)	(0.58, 0.71, -0.41)	45°	45°
Dplx \Rightarrow LO				
$M_{\text{LO,plan}}$	(0.58, 0.71, -0.41)	(-0.58, 0.71, -0.41)	-45°	-45°
$M_{\text{LO,ellip}}$	(-0.98, 0.00, -0.17)	(-0.98, 0.00, 0.17)	10°	-10°
FG	(0.00, 1.00, 0.00)	(0.74, 0.42, -0.52)	90°	-65°
	(0.00, -1.00, 0.00)	(0.00, -0.42, 0.91)	90°	65°
Dplx \Rightarrow Teleskop				
GT_1M_2	(0.00, 1.00, 0.00)	(0.82, 0.00, -0.57)	90°	0°
P_2	(0.00, 1.00, 0.00)	(0.94, 0.00, 0.34)	90°	0°
GT_1M_1	(0.00, 1.00, 0.00)	(0.94, 0.00, 0.34)	90°	0°
	(0.00, 1.00, 0.00)	(1.00, 0.00, 0.00)	90°	0°

Tabelle 4.10: Der Verlauf der Polarisationen für 1.4 THz und 1.9 THz in den verschiedenen Abschnitten der STO-Optik. 2. und 3. Spalte geben die Polarisationsvektoren bezüglich K_{STO} an. Die Spalten 4 und 5 geben aus Sicht des jeweiligen optischen Zielelementes in positiver Drehrichtung den Winkel zwischen Polarisationsvektor und dem Schnitt der x - z -Ebene mit der Ausbreitungsebene an. Auf dem kurzen Weg senkrecht zur x - z -Ebene zwischen $M_{\text{LO,plan}}$ und $M_{\text{LO,ellip}}$ wird die Schnittgerade zwischen x - y -Ebene und der Ausbreitungsebene genutzt. In den letzten beiden Spalten der zweiten Zeile ist aus Platzgründen die Einheit THz weggelassen worden.

An den Diplexern trennt sich der Strahlengang in den Teil, der in Reflexion zu den LOs führt, und den Teil, der in Transmission zum Teleskop führt. In [23] ist gezeigt worden, dass die Polarisation in Reflexion an den Diplexern nicht gedreht wird. Währenddessen wird die Polarisation der transmittierten Bündel abhängig von den Polarisationsgittern $P_{\text{Dplx,T}}$ gedreht. Nach dem Durchgang durch die Diplexer steht die Polarisation senkrecht zu den Gittern $P_{\text{Dplx,T}}$. Da die Winkeldifferenz φ_{Dplx} zwischen $P_{\text{Dplx,T}}$ und $P_{\text{Dplx,Mx}}$ und somit die Stellung von $P_{\text{Dplx,T}}$ nicht festgelegt ist, wird für die Analyse zunächst mit einer Winkeldifferenz von $\varphi_{\text{Dplx}} = 45^\circ$ gerechnet. Die Drehrichtung für die beiden Diplexer soll entgegengesetzt sein. Da die Gitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ nach [23] senkrecht zur Polarisation der einfallenden Bündel stehen, werden die Polarisationen in Transmission damit um 45° in die jeweils entgegengesetzte Richtung gedreht.

Tab. 4.10 zeigt die aus diesen Voraussetzungen resultierenden Polarisationsvektoren bezüglich K_{STO} für die gesamte Optik.

Der Abschnitt “Diplexer \Rightarrow Teleskop“ der Tab. 4.10 zeigt, dass die entgegengesetzte Drehrichtung der Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,T}}$ notwendig ist, damit die Polarisationen der beiden Bündel am Gitter P_1 senkrecht aufeinanderstehen

Gitter	in Reflex.	Polarisation	Projektion	Winkel
P_{kalt}	$\vec{p}_{1.4 \text{ THz}}$	(0.50, −0.71, −0.50)	(0.82, −0.58, 0.00)	54.7°
P_2	$\vec{p}_{1.9 \text{ THz}}$	(0.58, 0.71, 0.41)	(0.77, 0.63, 0.00)	50.7°
P_1	$\vec{p}_{1.4 \text{ THz}}$	(0.00, 1.00, 0.00)	(0.00, 1.00, 0.00)	90°
$P_{\text{Dplx,Mx}}$	1.4 THz	(−0.58, 0.71, −0.41)	(0.00, 0.87, 0.50)	29.8°
$P_{\text{Dplx,T}}$	1.4 THz	$\Delta\alpha = -45^\circ \rightarrow$	(0.00, 0.00, 1.00)	0°
$P_{\text{Dplx,Mx}}$	1.9 THz	(0.58, 0.71, −0.41)	(0.00, 0.87, 0.50)	29.8°
$P_{\text{Dplx,T}}$	1.9 THz	$\Delta\alpha = 45^\circ \rightarrow$	(0.00, 1.00, 0.00)	90°

Tabelle 4.11: Oben: Die 2. Spalte nennt die Frequenz, die am Gitter reflektiert werden soll. Die 3. Spalte bezeichnet den entsprechenden Polarisationsvektor. Die 4. Spalte gibt bezüglich K_{STO} die Projektion des Polarisationsvektors auf die Gitterebene an. Die 5. Spalte zeigt den Winkel zwischen den Gitterdrähten und der x - z -Ebene in positiver Drehrichtung.

Unten: Die 3. Spalte präsentiert den Polarisationsvektor des einfallenden Bündels. Die in der 4. Spalte angegebene Projektion steht senkrecht auf der Projektion des einfallenden Polarisationsvektors. Der Pfeil deutet an, dass die Polarisation hier durch der Winkeldifferenz zwischen den Diplexer-Gittern gedreht wird.

und die Bündel somit verlustfrei überlagert werden können.

Die Resultate im Abschnitt “Diplexer \Rightarrow LO“ zeigen die Polarisation der Bündel an den LOs. Die Polarisation der LOs muss dementsprechend ausgerichtet sein. Der Drehwinkel um die optische Achse beträgt 90° für den 1.4 THz LO und 65° für den 1.9 THz LO. Dies ist in dem Design für die LO-Halterungen in Kap. 4.3.2 berücksichtigt worden.

4.5.1 Die Stellung der Polarisationsgitter in der Optik

Die Polarisationsgitter P_{kalt} , P_1 und P_2 spalten die Bündel gemäß ihrer Polarisation in die beiden Frequenzen auf und überlagern sie anschließend wieder. Eine Polarisation wird reflektiert, die dazu senkrecht stehende transmittiert.

Da der Einfallswinkel auf die Polarisationsgitter nicht null ist, wird die Projektion der Polarisationsvektoren auf die Fläche des Gitters berechnet. Die Gitterdrähte müssen parallel zur Projektion der zu reflektierenden Polarisation ausgerichtet werden.

Für die Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ gilt, dass sie die Polarisation der ankommenden Bündel transmittieren müssen. Die Winkeldifferenz zwischen den Diplexer-Gittern $P_{\text{Dplx,T}}$ und $P_{\text{Dplx,Mx}}$ soll gemäß obiger Vereinbarung $\varphi_{\text{Dplx}} = 45^\circ$ betragen, wobei die Gitter in entgegengesetzter Richtung gedreht werden. Die Winkeldifferenz bezieht sich dabei auf die Projektionen der Polarisationsvektoren und stellt somit nicht die reale Winkeldifferenz, sondern eine projizierte Winkeldifferenz dar.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tab. 4.11 zusammengefasst.

4.6 Simulation der Optik

Zur Abschätzung der Abbildungsfehler ist das Design der Empfänger-Optik mit Hilfe des Simulations-Programmes UFO [41] auf seine Funktionsweise untersucht worden. Weiterhin sind Alternativen zu diesem Design analysiert worden.

Ausgehend von einer gegebenen Stromverteilung auf einer geometrischen Oberfläche O_1 berechnet UFO die induzierte Stromverteilung auf einer weiteren Oberfläche O_2 als numerische Lösung der Maxwell’schen Gleichungen. Über die Maxwell’schen Gleichungen hängt die Stromverteilung direkt mit dem E-Feld auf der Oberfläche zusammen. Gibt man zum Beispiel ein E-Feld mit einem Gauss’schen Profil auf einer planen Oberfläche als Start vor, so kann UFO Gauss’sche Beams durch eine Optik verfolgen.

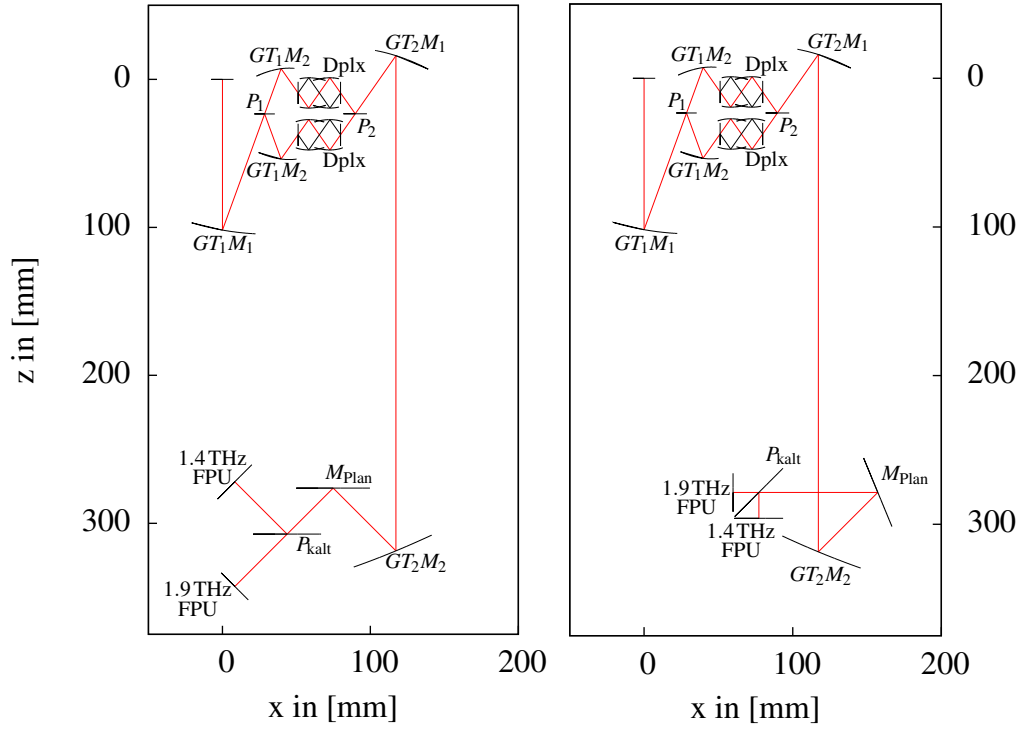


Abbildung 4.18: Links das beschriebene U-Design der Empfänger-Optik. Rechts das alternative Z-Design, bei dem das Gauss'sche Teleskop GT_2 in Z-Konfiguration aufgebaut ist. Rot kennzeichnet den berechneten Strahlenweg in der jeweiligen Optik. Die Start-Oberfläche befindet sich für jede Berechnung in der Fokalebene des Teleskopes. Beendet wird die Berechnung auf Stopp-Oberflächen in der Fokalebene der entsprechenden FPU.

4.6.1 Der Signalpfad

Im Rahmen der mechanischen Grenzen besitzt das vorgestellte Design der Empfänger-Optik im Gauss'schen Teleskop GT_2 einen Freiheitsgrad. GT_2 kann entweder in der vorgestellten U-Konfiguration oder in einer Z-Konfiguration verwendet werden¹. Der Spiegel GT_2M_2 ist in einem solchen alternativen Design um 180° um die z-Achse von K_{STO} gedreht. Dies bewirkt einen veränderten Aufbau der Kalten Optik. Beide Designs sind in Abb. 4.18 veranschaulicht. Zur besseren Unterscheidung werden die Designs von nun an entsprechend der Konfiguration des GT_2 als U- bzw. Z-Design bezeichnet.

U- und Z-Design sind mit UFO für 1.4 THz und 1.9 THz untersucht wor-

¹Der Strahlengang in einer U-Konfiguration ähnelt dem Buchstaben "U", während er in einer Z-Konfiguration dem Buchstaben "Z" ähnelt. Betrachte dazu in Abb. 4.18 jeweils den Strahlengang von M_{Plan} bis P_2 .

den. Abb. 4.19 und 4.20 stellen die resultierende Intensität der Gauss'schen Beams in den Fokalebene der 1.4 THz bzw. 1.9 THz FPU dar. Es ist für jede Frequenz das theoretische Beam-Muster, bestehend aus vier Gauss'schen Beams im Abstand von $d_{\text{Beams}} = 10 \text{ mm}$, zu erkennen.

Zur genaueren Untersuchung sind die Ergebnisse daraufhin an die Funktion

$$\begin{aligned} f(x, y) = & A_1 \exp \left(-2 \frac{(x - x_{0,1})^2 + (y - y_{0,1})^2}{w_{0,1}^2} \right) \\ & + A_2 \exp \left(-2 \frac{(x - x_{0,2})^2 + (y - y_{0,2})^2}{w_{0,2}^2} \right) \\ & + A_3 \exp \left(-2 \frac{(x - x_{0,3})^2 + (y - y_{0,3})^2}{w_{0,3}^2} \right) \\ & + A_4 \exp \left(-2 \frac{(x - x_{0,4})^2 + (y - y_{0,4})^2}{w_{0,4}^2} \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

gefittet worden. Die Funktion $f(x, y)$ besteht aus den Intensitäten von vier Gauss'schen Beams mit den Parametern

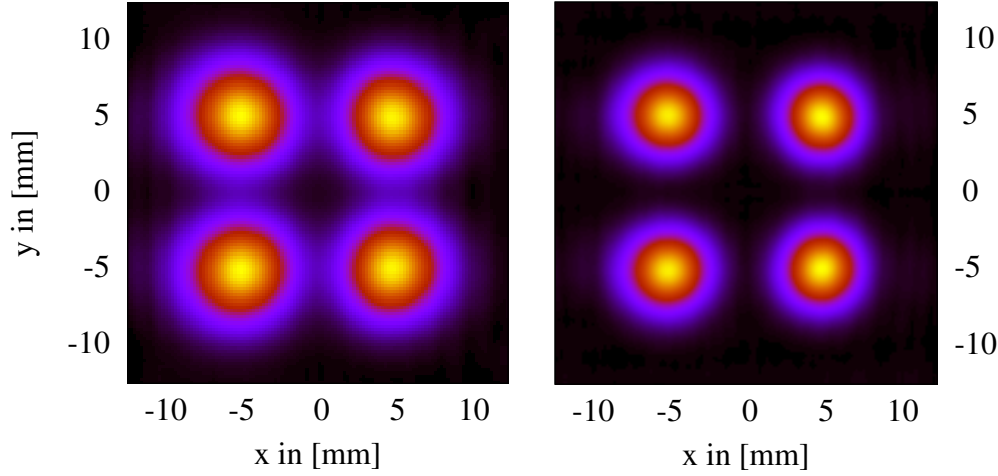
$$(x_{0,i}, y_{0,i}), w_{0,i}, A_i \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

wobei $(x_{0,i}, y_{0,i})$ die Position, $w_{0,i}$ die Beam-Waist und A_i die Amplitude des i -ten Beams kennzeichnet. Diese Werte können mit den theoretischen Werten des Designs verglichen werden (s. Tab. 4.2). Aus den Abweichungen sind mit Gl. 2.35 und Gl. 2.37 die Verluste in den Gauss'schen Kopplungsintegralen berechnet worden. Die Ergebnisse der Fits und die resultierenden Verluste des Designs sind aus Tab. 4.19 und 4.20 abzulesen.

Zunächst ist zu erkennen, dass in beiden Designs die Positionen der vier Beams nach Durchlauf durch drei Gauss'sche Teleskope erwartungsgemäß an der optischen Achse gespiegelt sind. Weiterhin ist auffällig, dass sich Pixel mit gleichem Startwert auf der x-Achse (Pixel 1 und 3 bzw. Pixel 2 und 4) ähnlich verhalten. Auf dieses Phänomen wird später eingegangen.

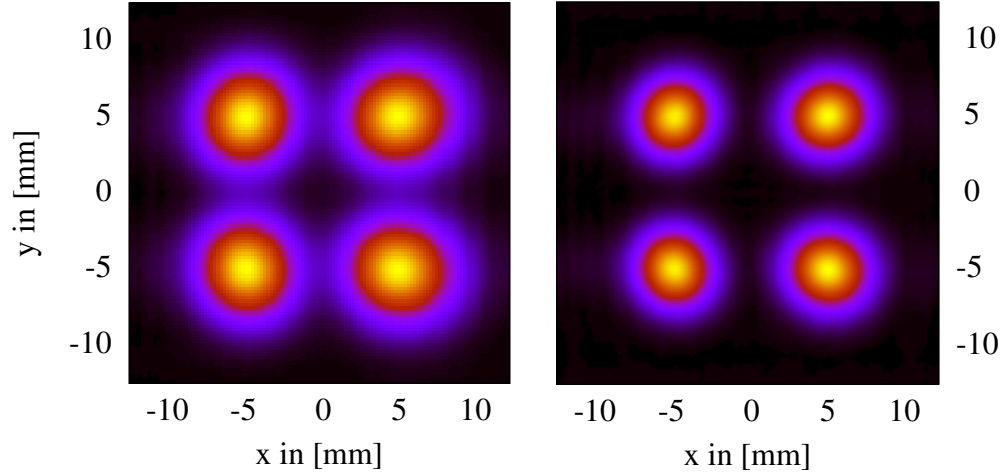
Die Verluste aufgrund von Abweichungen in der Position sind bei beiden Designs größer als die Verluste aufgrund unterschiedlicher Beam-Waists. Wegen der kleineren Beam-Waists sind die Positions-Verluste für die 1.9 THz Beams größer als für die 1.4 THz Beams.

Im Vergleich zwischen den beiden Designs schneidet das U-Design besser ab. Während die Beam-Waist-Verluste in etwa gleich sind, betragen die Positions-Verluste im Z-Design etwa das Dreifache der Verluste im U-Design.



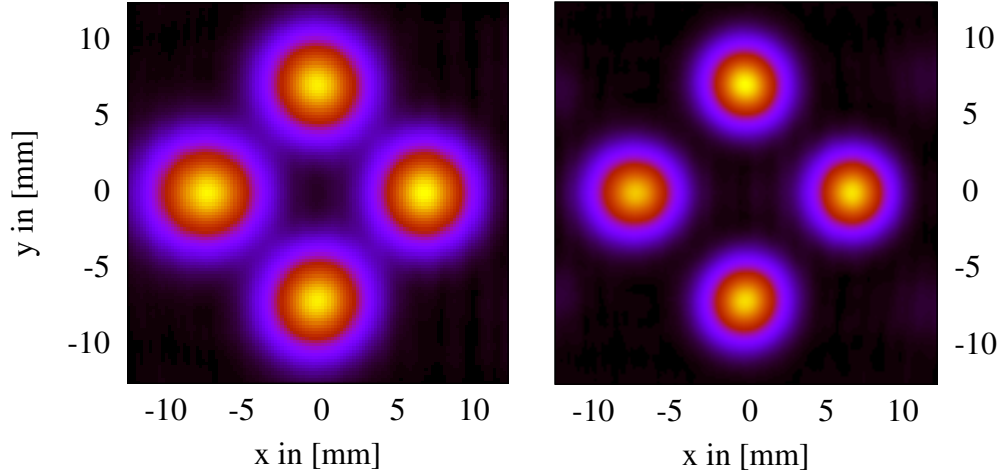
Pixel 4				Pixel 3		
x_0	-5.073 mm	0.23 %	1.4 THz	x_0	4.900 mm	0.32 %
y_0	5.072 mm			y_0	4.935 mm	
w_0	3.106 mm	0.12 %		w_0	2.964 mm	0.01 %
x_0	-5.080 mm	0.41 %	1.9 THz	x_0	4.895 mm	0.55 %
y_0	5.068 mm			y_0	4.940 mm	
w_0	2.386 mm	0.10 %		w_0	2.287 mm	0.01 %
x_0	-5.080 mm	0.41 %	1.9 THz	x_0	4.895 mm	0.55 %
y_0	-5.068 mm			y_0	-4.940 mm	
w_0	2.386 mm	0.10 %		w_0	2.287 mm	0.01 %
x_0	-5.073 mm	0.23 %	1.4 THz	x_0	4.900 mm	0.32 %
y_0	-5.072 mm			y_0	-4.935 mm	
w_0	3.106 mm	0.12 %		w_0	2.964 mm	0.01 %
Pixel 2				Pixel 1		

Abbildung 4.19: *U-Design*: Oben die mit *UFO* berechneten Intensitäten für das 1.4 THz-Beam-Muster (links) und für das 1.9 THz-Beam-Muster (rechts). Der Nullpunkt kennzeichnet die optische Achse. Die Tabelle führt für jeden Pixel die Parameter auf, die aus dem Fit mit der Funktion $f(x,y)$ resultieren. In der jeweiligen dritten Spalte sind die prozentualen Kopplungsverluste aufgrund von Abweichungen zu den theoretischen Werten angegeben. Die Kopplungsverluste sind werden Gl. 2.35 und Gl. 2.37 berechnet.



Pixel 4				Pixel 3		
x_0	-5.196 mm	0.87 %	1.4 THz	x_0	4.792 mm	0.98 %
y_0	5.031 mm			y_0	4.971 mm	
w_0	3.099 mm	0.10 %		w_0	2.944 mm	0.03 %
x_0	-5.200 mm	1.51 %	1.9 THz	x_0	4.791 mm	1.64 %
y_0	5.026 mm			y_0	4.977 mm	
w_0	2.374 mm	0.07 %		w_0	2.266 mm	0.04 %
x_0	-5.199 mm	1.50 %	1.9 THz	x_0	4.791 mm	1.64 %
y_0	-5.026 mm			y_0	-4.977 mm	
w_0	2.374 mm	0.07 %		w_0	2.266 mm	0.04 %
x_0	-5.195 mm	0.86 %	1.4 THz	x_0	4.792 mm	0.98 %
y_0	-5.030 mm			y_0	-4.971 mm	
w_0	3.099 mm	0.10 %		w_0	2.946 mm	0.03 %
Pixel 2				Pixel 1		

Abbildung 4.20: Z-Design: Oben die mit UFO berechneten Intensitäten für das 1.4 THz-Beam-Muster (links) und für das 1.9 THz-Beam-Muster (rechts). Der Nullpunkt kennzeichnet die optische Achse. Die Tabelle führt für jeden Pixel die Parameter auf, die aus dem Fit mit der Funktion $f(x, y)$ resultieren. In der jeweiligen dritten Spalte sind die prozentualen Kopplungsverluste aufgrund von Abweichungen zu den theoretischen Werten angegeben. Die Kopplungsverluste sind werden Gl. 2.35 und Gl. 2.37 berechnet.



Pixel 4									
1.9 THz		x_0	−0.057 mm	0.12 %	−0.047 mm		0.05 %	1.4 THz	
		y_0	7.067 mm		7.065 mm				
		w_0	2.302 mm		2.987 mm				
Pixel 2	x_0	−7.267 mm	0.85 %	1.4 THz	x_0	6.930 mm	0.44 %	Pixel 3	
	y_0	0.000 mm			y_0	0.000 mm			
	w_0	3.169 mm			0.30 % <th>w_0</th> <td>2.944 mm</td> <td>0.03 %</td>	w_0			2.944 mm
	x_0	−7.263 mm	1.37 %	1.9 THz	x_0	6.932 mm	0.72 %		
	y_0	0.000 mm			y_0	0.000 mm			
	w_0	2.423 mm			0.22 % <th>w_0</th> <td>2.271 mm</td> <td>0.03 %</td>	w_0			2.271 mm
1.9 THz		x_0	−0.057 mm	0.12 %	−0.047 mm		0.05 %	1.4 THz	
		y_0	−7.067 mm		−7.065 mm				
		w_0	2.302 mm		2.987 mm				
Pixel 1									

Abbildung 4.21: U-Design: Oben die mit UFO berechneten Intensitäten für die alternativen Beam-Muster um 45° gedreht. Links für 1.4 THz, rechts für 1.9 THz. Der Nullpunkt kennzeichnet die optische Achse. Die Tabelle führt für jeden Pixel die Parameter auf, die aus dem Fit mit der Funktion $f(x,y)$ resultieren. In der jeweiligen dritten Spalte sind die prozentualen Kopplungsverluste aufgrund von Abweichungen zu den theoretischen Werten angegeben. Die Kopplungsverluste werden mit Gl. 2.35 und Gl. 2.37 berechnet.

Insgesamt liegen die Verluste des U-Designs im Promille-Bereich, so dass die Abbildungsfehler vernachlässigbar klein sind. Die optische Funktionalität des U-Designs ist gegeben, es qualifiziert sich somit für den Einsatz im STO-Empfänger.

Zur weiteren Fehleranalyse wird die Lage des Beam-Musters im U-Design variiert. Das Beam-Muster wird alternativ um 45° um die optische Achse gedreht (s. Abb. 4.21). Die FPU's müssen in diesem Fall ebenfalls um 45° gedreht an die Kalte Optik angebracht werden.

Die resultierenden Intensitäten in den Fokalebene der FPU's sind in Abb. 4.21 dargestellt. Das erwartete Beam-Muster ist erkennbar. Die Ergebnisse sind an Funktion 4.5 gefittet und auf Verluste analysiert worden. Die Fit-Resultate und die Verluste sind aus Tab. 4.21 abzulesen.

Wie zuvor ähnelt sich auch hier das Verhalten der Pixel mit gleichem Startwert auf der x-Achse. Im Vergleich zu den vorherigen Ergebnissen ist auffällig, dass die Optik für Pixel mit steigendem $|x|$ größere Abbildungsfehler produziert. Erklärbar ist dieses Phänomen durch den von x abhängigen Krümmungsradius der Ellipsen, die den Spiegeln der Optik zugrunde liegen. Pixel mit konstantem x werden an Punkten mit gleichem Krümmungsradius und somit auch gleicher Brennweite reflektiert. Die Abbildungsfehler sind

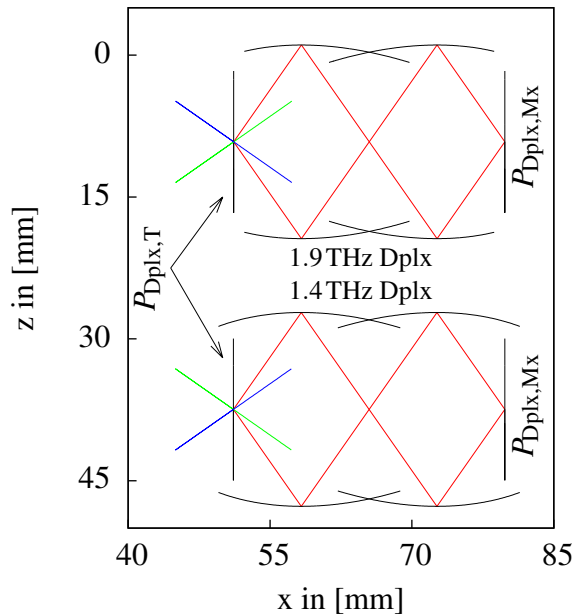


Abbildung 4.22: Die Diplexer in der Empfänger-Optik. Oben der 1.9 THz-Diplexer, unten der 1.4 THz-Diplexer. Die Diplexer werden berechnet für einen Umlauf (s. Abb. 4.23) und für drei Umläufe (s. Abb. 4.24). Die Start-Oberfläche ist grün, die Stopp-Oberfläche ist blau gekennzeichnet.

ähnlich. Im Gegensatz sind die Abbildungsfehler für Pixel mit unterschiedlichem x verschieden. Da die Ellipsen mit einem Beam auf der optischen Achse, also mit $x = 0$ mm, berechnet worden sind, liegt die Vermutung nahe, dass die Abbildungsfehler nicht nur mit dem Krümmungsradius variieren, sondern auch mit dem Abstand zur optischen Achse in x -Richtung ansteigen.

Aus diesem Grund ist das Beam-Muster aus Abb. 4.1 unverändert gelassen worden, da die Pixel dort in x -Richtung näher an der optischen Achse liegen.

4.6.2 Die Diplexer

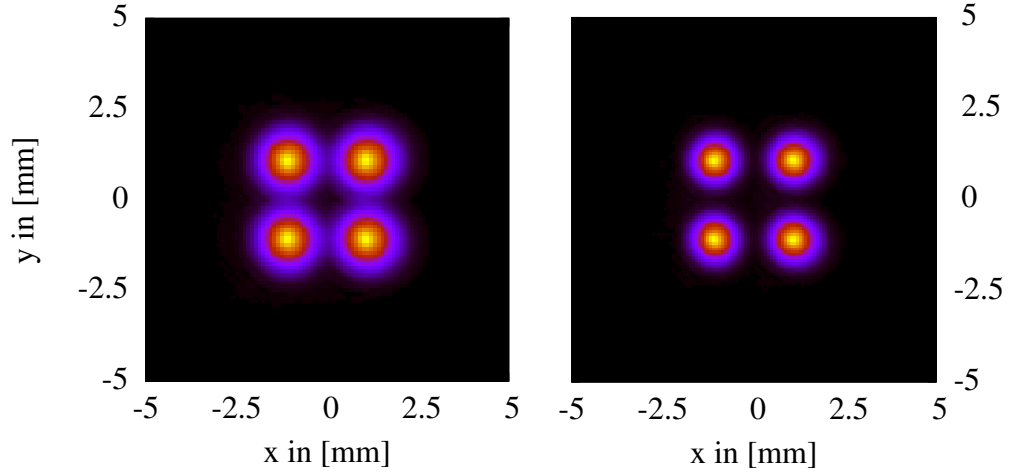
Während im vorherigen Abschnitt für den Signalpfad nur ein halber Umlauf in beiden Diplexern berechnet worden ist, werden hier ein und drei komplette Umläufe berechnet. Die dafür notwendige Spiegelkonfiguration ist in Abb. 4.22 dargestellt. Abb. 4.23 stellt die berechneten Beam-Muster nach einem Umlauf dar, die dazugehörigen Fit-Resultate sind in Tab. 4.23 aufgeführt. Abb. 4.24 und Tab. 4.24 zeigen die Ergebnisse für drei komplette Umläufe.

Die Kopplungsverluste liegen für alle Berechnungen im Promille-Bereich und sind somit zu vernachlässigen. Weiterhin ist auch hier die typische Abhängigkeit der Abbildungsfehler von der x -Koordinate sichtbar. Die Simulation zeigt schließlich, dass die bei einer hohen Finesse F nötige Vielstrahl-Interferenz von einem theoretischen Standpunkt aus möglich ist.

Zur korrekten Funktionsweise der Diplexer wird außerdem die Phase der jeweils vier Pixel auf der Stopp-Oberfläche berechnet. Diese sollte idealerweise gleich sein, so dass die Weglänge Δ für jeden Pixel gleich ist. Damit führen die beweglichen Strahlteiler der Diplexer bei einer bestimmten Position x_{Dplx} für alle Pixel zur gleichen Interferenz. Die Phase ϕ berechnet sich aus den Beträgen von Real- und Imaginärteil des E-Feldes über

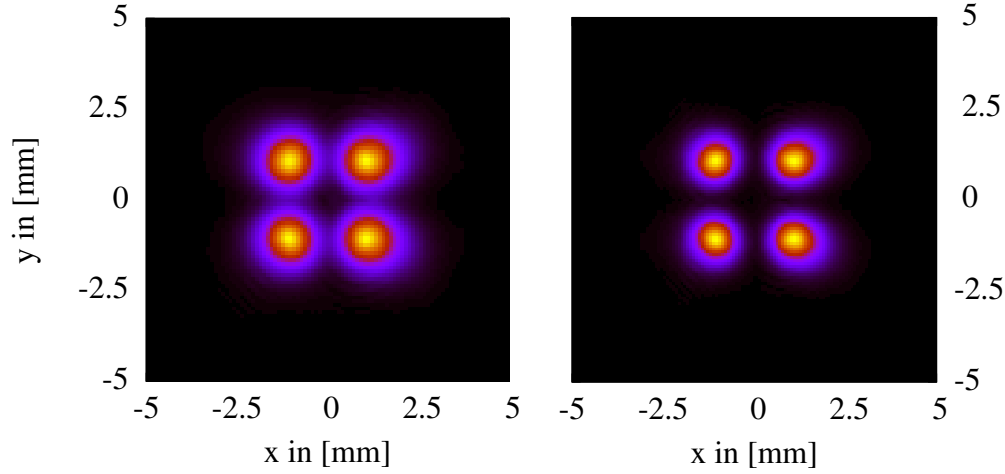
$$\phi = \arctan \left(\frac{|\Im(E)|}{|\Re(E)|} \right). \quad (4.6)$$

Abb. 4.25 stellt die Phasenfront der jeweils vier Pixel nach einem und nach drei kompletten Umläufen dar. Während nach einem Umlauf die jeweils vier Pixel auf der gesamten Fläche der Beam-Waist in Phase sind, hat sich die Phasenfläche nach drei Umläufen etwas verringert. Sie ist aber immer noch groß genug, um die Funktionsweise der Diplexer sicherzustellen.



Pixel 4				Pixel 3		
x_0	-1.081 mm	0.00%	1.4 THz	x_0	1.086 mm	0.00%
y_0	1.081 mm			y_0	1.084 mm	
w_0	0.624 mm	0.17%		w_0	0.635 mm	0.05%
x_0	-1.077 mm	0.02%	1.9 THz	x_0	1.091 mm	0.02%
y_0	1.080 mm			y_0	1.085 mm	
w_0	0.482 mm	0.15%		w_0	0.495 mm	0.01%
x_0	-1.078 mm	0.02%	1.9 THz	x_0	1.091 mm	0.02%
y_0	-1.080 mm			y_0	-1.086 mm	
w_0	0.482 mm	0.15%		w_0	0.495 mm	0.01%
x_0	-1.081 mm	0.00%	1.4 THz	x_0	1.086 mm	0.00%
y_0	-1.082 mm			y_0	-1.084 mm	
w_0	0.624 mm	0.17%		w_0	0.635 mm	0.05%
Pixel 2				Pixel 1		

Abbildung 4.23: Die Diplexer nach einem Umlauf: Oben die mit UFO berechneten Intensitäten für das 1.4 THz-Beam-Muster (links) und für das 1.9 THz-Beam-Muster (rechts). Der Nullpunkt kennzeichnet die optische Achse. Die Tabelle führt für jeden Pixel die Parameter auf, die aus dem Fit mit der Funktion $f(x, y)$ resultieren. In der jeweiligen dritten Spalte sind die prozentualen Kopplungsverluste aufgrund von Abweichungen zu den theoretischen Werten angegeben. Die Kopplungsverluste werden mit Gl. 2.35 und Gl. 2.37 berechnet.



Pixel 4			1.4 THz	Pixel 3		
x_0	-1.070 mm	0.06 %		x_0	1.093 mm	0.02 %
y_0	1.074 mm			y_0	1.081 mm	
w_0	0.654 mm	0.00 %		w_0	0.670 mm	0.09 %
x_0	-1.063 mm	0.22 %	1.9 THz	x_0	1.072 mm	0.31 %
y_0	1.072 mm			y_0	1.087 mm	
w_0	0.505 mm	0.01 %		w_0	0.543 mm	0.65 %
x_0	-1.063 mm	0.22 %		x_0	1.111 mm	0.31 %
y_0	-1.072 mm		1.4 THz	y_0	-1.087 mm	
w_0	0.505 mm	0.01 %		w_0	0.543 mm	0.65 %
x_0	-1.072 mm	0.05 %		x_0	1.093 mm	0.02 %
y_0	-1.074 mm			y_0	-1.081 mm	
w_0	0.638 mm	0.03 %		w_0	0.670 mm	0.09 %
Pixel 2				Pixel 1		

Abbildung 4.24: Die Diplexer nach drei Umläufen: Oben die mit UFO berechneten Intensitäten für das 1.4 THz-Beam-Muster (links) und für das 1.9 THz-Beam-Muster (rechts). Der Nullpunkt kennzeichnet die optische Achse. Die Tabelle führt für jeden Pixel die Parameter auf, die aus dem Fit mit der Funktion $f(x, y)$ resultieren. In der jeweiligen dritten Spalte sind die prozentualen Kopplungsverluste aufgrund von Abweichungen zu den theoretischen Werten angegeben. Die Kopplungsverluste werden mit Gl. 2.35 und Gl. 2.37 berechnet.

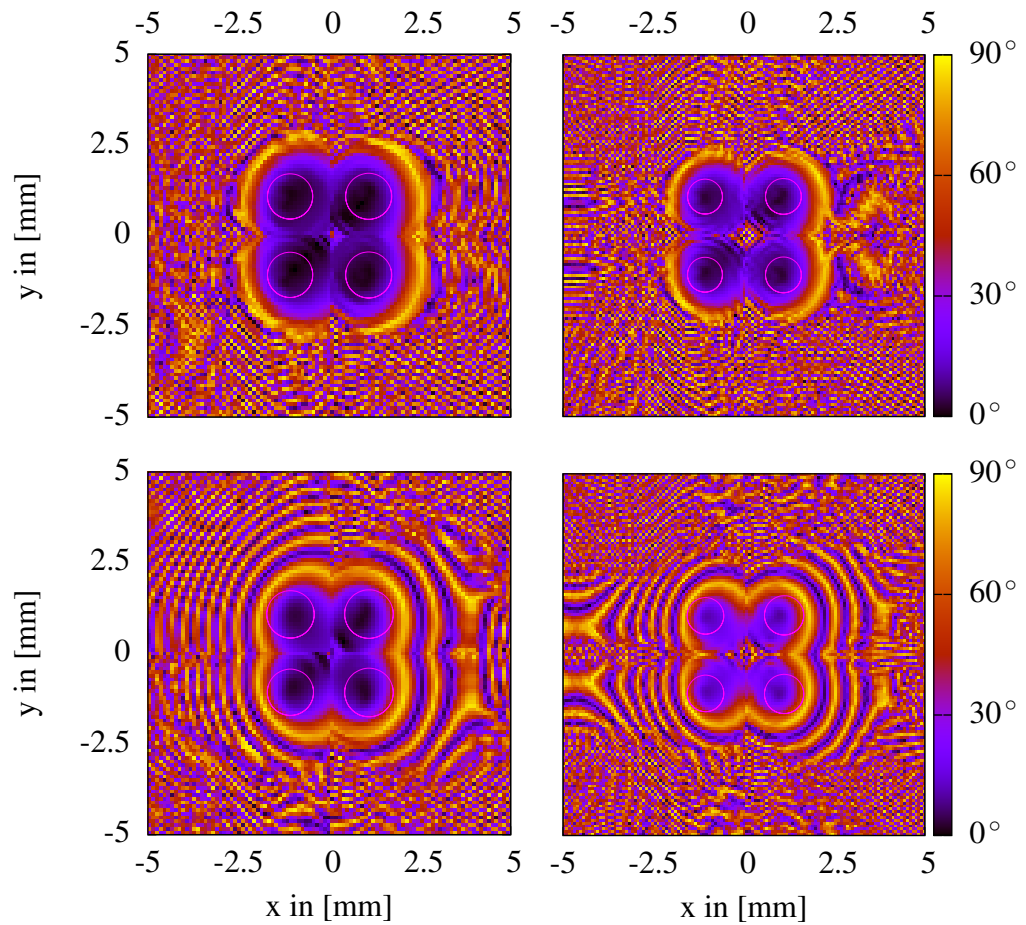


Abbildung 4.25: Die Phasenfront des 1.4 THz-Musters (links) und des 1.9 THz-Musters (rechts) nach einem Umlauf (oben) und nach drei Umläufen durch den jeweiligen Diplexer (unten).

4.7 Herstellung der Optiken

Die CAD-Designs der Optiken aus Abb. 4.4 und Abb. 4.14 sind nach der fehlerfreien Simulation der institutsteigenen Feinmechanikwerkstatt übergeben worden. Abb. 4.26 zeigt Fotos von der Warmen Optik, Abb. 4.27 von der Kalten Optik.

Weiterhin sind auch die FPU's aus Abb. 4.16 fertiggestellt worden. Sie sind in Abb. 4.28 präsentiert.

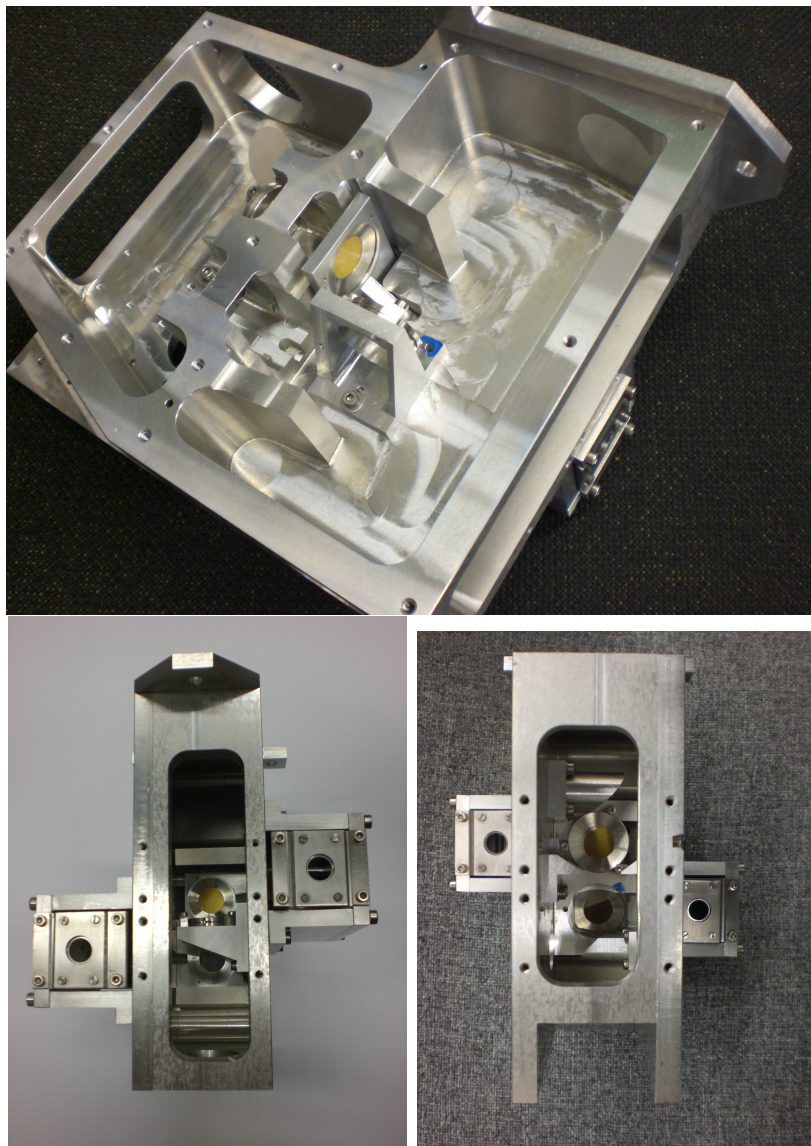


Abbildung 4.26: Die Warme Optik: Oben ist der untere Teil der Warmen Optik gezeigt. Es sind das Gitter P_1 und die Diplexer-Gitter des 1.4 THz-Diplexers zu sehen. Das Diplexer-Gitter $P_{Dplx,T}$ befindet sich in der Halterung der Verschiebe-Mechanik. Unten ist die Warme Optik durch die seitlichen Öffnungen dargestellt. Links durch die Öffnung auf der Teleskopseite, rechts durch die Öffnung auf der Mischerseite. Links ist das Gitter P_1 , rechts sind die Planspiegel der beiden LO-Optiken zu erkennen, die die LO-Bündel in die Ebene des Strahlenganges in der Warmen Optik legen. Weiterhin sind die Verschiebe-Mechaniken auf der Warmen Optik montiert.

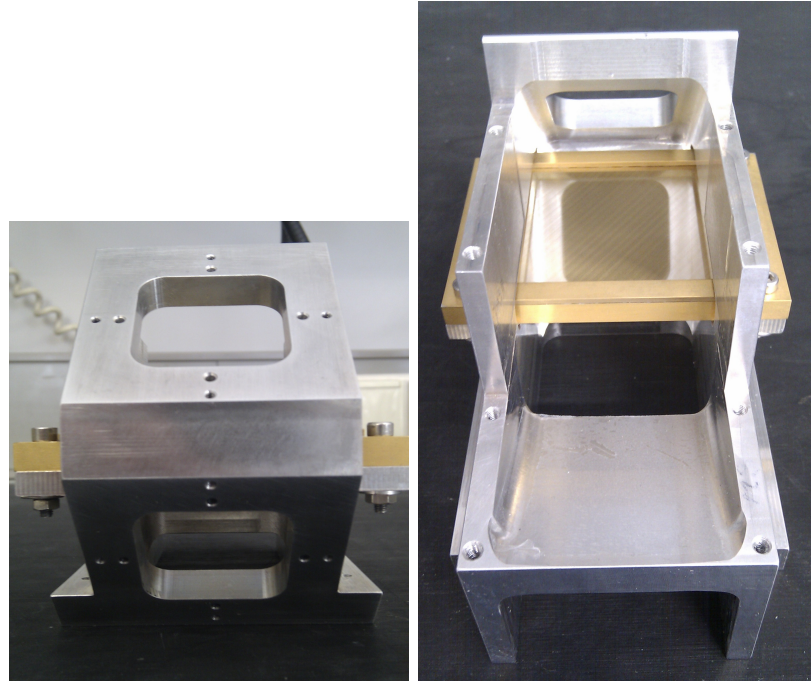


Abbildung 4.27: *Die Kalte Optik: Links sind die Auflageflächen für die FPUs zu sehen. Rechts ist das Polarisationsgitter, das durch einen Schlitz in den Strahlengang der Kalten Optik gebracht wird, in der Draufsicht präsentiert. Die Richtung der Drähte ist erkennbar. Die Auflageflächen für den Planspiegel M_{Plan} sind sichtbar.*

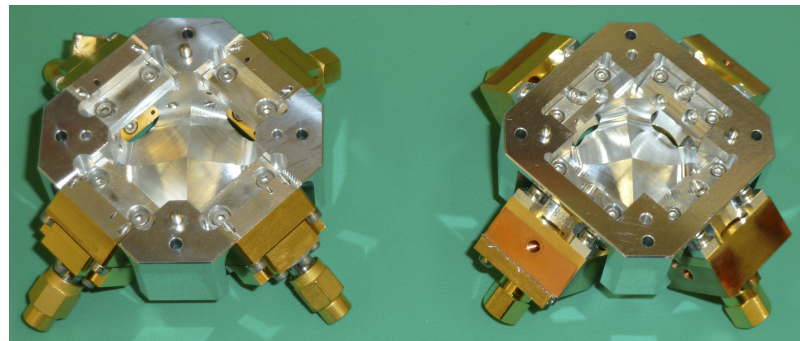
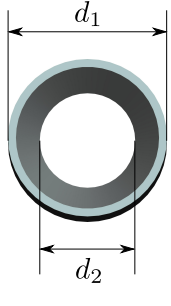


Abbildung 4.28: *Die 1.4 THz-FPU (links) und die 1.9 THz-FPU (rechts) mit den montierten HEBs. Es sind die pyramidenförmigen Spiegel in der Mitte der FPUs zu erkennen, ebenso wie die Planspiegel, die sich oberhalb des jeweiligen Ausschnitts des Pyramiden-Spiegels befinden.*



		d_1	d_2	d_{Draht}	d_{eff}
P_1		22 mm	14 mm	25 μm	25.00 μm
P_2		22 mm	16 mm	30 μm	27.42 μm
$P_{\text{Dplx,Mx}}$		24 mm	13 mm	30 μm	24.45 μm
$P_{\text{Dplx,T}}$	1.4 THz	24 mm	13 mm	35 μm	20.07 μm
	1.9 THz	24 mm	13 mm	30 μm	30.00 μm
P_{kalt}				25 μm	21.65 μm

Tabelle 4.12: Die Maße der Polarisationsgitter. d_1 gibt den Durchmesser des gesamten Gitters an, während d_2 die Apertur des Gitters kennzeichnet. Da das Gitter P_{kalt} rechteckig ist, entfallen hier diese Werte. Es sind außerdem die Abstände d_{Draht} der Drähte gezeigt und die daraus berechneten, effektiven Abstände d_{eff} , die aufgrund der Einfallswinkel der Beams auf die Gitter resultieren. Für die Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,T}}$ ist eine Winkeldifferenz $\varphi_{\text{Dplx}} = 45^\circ$ angenommen worden. Eine Verkleinerung der Winkeldifferenz bewirkt eine Verkleinerung von d_{eff} bei P_1 und $P_{\text{Dplx,T}}$ für 1.9 THz und eine Vergrößerung für 1.4 THz. Es muss $d_{\text{eff}} < \lambda/4$ gelten, wobei λ die Wellenlänge der zu reflektierenden Strahlung ist.

4.7.1 Die Polarisationsgitter

Zur Herstellung der Polarisationsgitter sind zunächst der Drahtdurchmesser D_{Draht} und die Abstände der Drähte d_{Draht} zueinander spezifiziert worden. Für den Drahtdurchmesser ist $D_{\text{Draht}} = 10 \mu\text{m}$ gewählt worden. Für die Abstände der Drähte sind Überlegungen bezüglich des Einfallswinkels und des resultierenden, effektiven Abstands der Drähte angestellt worden, die in Tab. 4.12 festgehalten sind.

Das kalte Polarisationsgitter P_{kalt} ist bei der Firma QMC Instruments Ltd. [1] in Auftrag gegeben worden. Der Rahmen des Gitters wird aus Invar gefertigt, das sich durch einen sehr geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten auszeichnet. Dies ist für den Betrieb des Gitters bei 4.2 K notwendig. Die Drähte bestehen aus Wolfram.

Da Invar und Aluminium unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten besitzen, kann das Gitter P_{kalt} nicht mit Schrauben in der Kalten Optik befestigt werden. Das Gitter wird daher durch eine spezielle Befestigungsvorrichtung auf die Montagefläche der Kalten Optik angepresst. In der Ebene der Montagefläche hat es so ein gewisses Spiel, das aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnung der beiden Materialien benötigt wird.

Kapitel 5

Das 1.9 THz-tcFPI als Array-Diplexer im Labor

Die in Kap. 3 beschriebenen, erfolgreichen Tests mit dem 800 GHz-Prototypen eines tcFPIs lassen nur bedingt auf die korrekte Funktionsweise der 1.4 THz- und 1.9 THz-tcFPIs schließen, die in der Empfänger-Optik eingesetzt werden. Abgesehen von den wesentlich höheren Frequenzen fehlt es an praktischen Erfahrungen, wie sich das tcFPI mit Polarisationsgittern als Strahlteiler verhält. Die Diplexer-Scans müssen außerdem durch Rauschtemperatur-Messungen erweitert werden. Dieses Kapitel schildert die dazu durchgeführten Arbeiten.

Das Experiment hat mit einem 1.9 THz-tcFPI stattgefunden, dessen Design sich nur leicht vom 1.9 THz-STO-tcFPI unterschieden hat. Das getestete tcFPI wird kurz in Kap. 5.1 vorgestellt.

Zum Test des tcFPIs ist im Labor ein Heterodyn-Empfänger für 1.9 THz zusammengestellt worden. Als Mischer sind die existierenden 1.9 THz-HEBs des I. Physikalischen Instituts genutzt worden. Weiterhin hat das Steward Observatory der University of Arizona zur Durchführung des Experimentes den STO-Flug-LO zur Verfügung gestellt. Für diese Komponenten ist eine Optik entwickelt worden, die die Kopplung zwischen tcFPI, LO und HEB herstellt. Der Aufbau wird in Kap. 5.2 erläutert.

Im Anschluss daran wird auf die Justage der optischen Bauteile eingegangen (s. Kap. 5.2.1) und die zur Datenaufnahme verwendete Elektronik des Messaufbaus beschrieben (s. Kap. 5.2.2).

In Kap. 5.3 folgt die Vorstellung, Analyse und Diskussion der Messergebnisse.

Zuletzt wird ein Fazit gezogen, das die Ergebnisse aus Kap. 5.3 zusammenfasst und das tcFPI im Hinblick auf seinen Einsatz im STO-Empfänger beurteilt (s. Kap. 5.4).

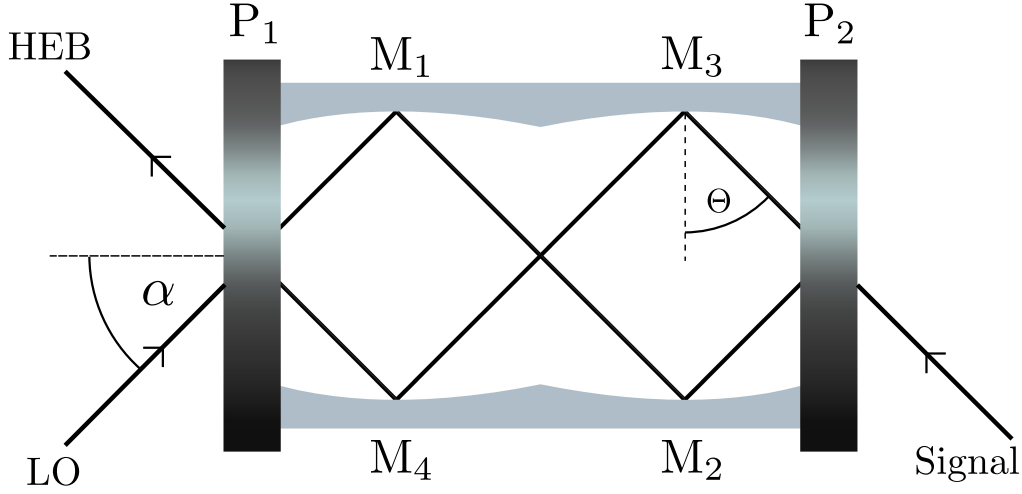


Abbildung 5.1: Der Strahlengang im 1.9 THz-tcFPI mit den Diplexer-Gittern P_1 und P_2 als Strahlteiler. Θ gibt den Reflexionswinkel an den Spiegeln an. α ist der Einfallswinkel in das tcFPI. Der LO wird in Reflexion in das tcFPI eingestrahlt, das Signal befindet sich in Transmission. Vergleiche mit dem 1.9 THz-STO-tcFPI aus Abb. 4.5.

5.1 Das Design des Test-tcFPIs

Im Vergleich zum STO-tcFPI ist zur Vereinfachung des Strahlenganges der Reflexionswinkel im tcFPI von $\Theta = 35^\circ$ auf $\Theta = 45^\circ$ verändert worden. Die Spiegel-Daten des hier getesteten tcFPIs, welches in Abb. 5.1 dargestellt ist, sind in Tab. 5.1 aufgeführt.

Als Strahlteiler kommen analog zum STO-tcFPI Polarisationsgitter zum Einsatz. Diese ermöglichen es, die Finesse F des tcFPIs zu variieren, um es so vollständig analysieren zu können. Zum Zeitpunkt der Messungen standen die STO-Gitter zur Verfügung (s. Kap. 4.7.1).

		M_1 und M_3	M_2 und M_4	Δ
1.9 THz $f = 12.491$ mm $\Theta = 45^\circ$	$w_{0,\text{in}}$	0.501 mm	1.254 mm	99.928 mm
	d_{in}	12.491 mm	12.491 mm	
	$w_{0,\text{out}}$	1.254 mm	0.501 mm	
	d_{out}	12.491 mm	12.491 mm	

Tabelle 5.1: Die Gauss'schen Parameter der Spiegel des tcFPIs, berechnet mit Gl. 2.30 und Gl. 2.31. Die Weglänge des symmetrischen Strahlenganges im tcFPI ist $\Delta = 633.5 \lambda_{\text{CH}}$.

Durch die Verwendung von Polarisationsgittern als Strahlteiler muss der LO im Experiment in Reflexion des tcFPIs betrieben werden, so dass das vordere Diplexer-Gitter P_1 stationär bleibt. Zur Änderung des Winkels zwischen den beiden Diplexer-Gittern kann das hintere Diplexer-Gitter P_2 manuell gedreht und ausgemessen werden. Um die Weglänge im tcFPI zu variieren, wird das hintere Diplexer-Gitter P_2 über einen Elektromotor bewegt. Der Elektromotor besteht aus einem Präzisions-Lineartisch Modell M-111.1DG und einem DC-Motor Controller Modell C-862.00 der Firma “Physik Instrumente“. Für weitere Informationen wird auf die Homepage des Unternehmens [4] verwiesen.

Aus dem Reflexionswinkel $\Theta = 45^\circ$ ergibt sich nach Gl. 3.3 die Weglängenänderung $\delta\Delta$ im tcFPI:

$$\delta\Delta = 2(x_{\text{Dplx}} - x_{\text{sym}}) \sin \Theta \stackrel{\Theta=45^\circ}{\approx} 1.41(x_{\text{Dplx}} - x_{\text{sym}}), \quad (5.1)$$

wobei x_{Dplx} die Position des hinteren Diplexer-Gitters P_2 und x_{sym} die Position des Symmetriepunktes des tcFPIs ist. x_{Dplx} wird auch hier als Position des Diplexers bezeichnet.

Nach Kap. 4.5.1 weicht die effektive Winkeldifferenz φ_{eff} zwischen den Diplexer-Gittern von der realen Winkeldifferenz φ_{Dplx} ab. Dies folgt aus der Projektion des Beams unter dem Einfallswinkel α auf das Diplexer-Gitter P_2 . Für die effektive Winkeldifferenz φ_{eff} gilt:

$$\varphi_{\text{eff}} = \arctan(\tan \varphi_{\text{Dplx}} \cos \alpha) \stackrel{\alpha=45^\circ}{=} \arctan\left(\frac{\tan \varphi_{\text{Dplx}}}{\sqrt{2}}\right). \quad (5.2)$$

Die Winkeldifferenz wird im weiteren Verlauf durch φ_{Dplx} charakterisiert, da die reale Winkeldifferenz im Experiment direkt gemessen wird. Auf den Zusammenhang zur effektiven Winkeldifferenz φ_{eff} wird von Fall zu Fall eingegangen.

Weiterhin ist von den hinteren Spiegeln M_2 und M_3 des tcFPIs Material abgetragen worden, so dass das Diplexer-Gitter P_2 um etwa $500 \mu\text{m}$ über den Symmetriepunkt x_{sym} des Strahlenganges hinaus in das tcFPI hineingefahren werden kann.

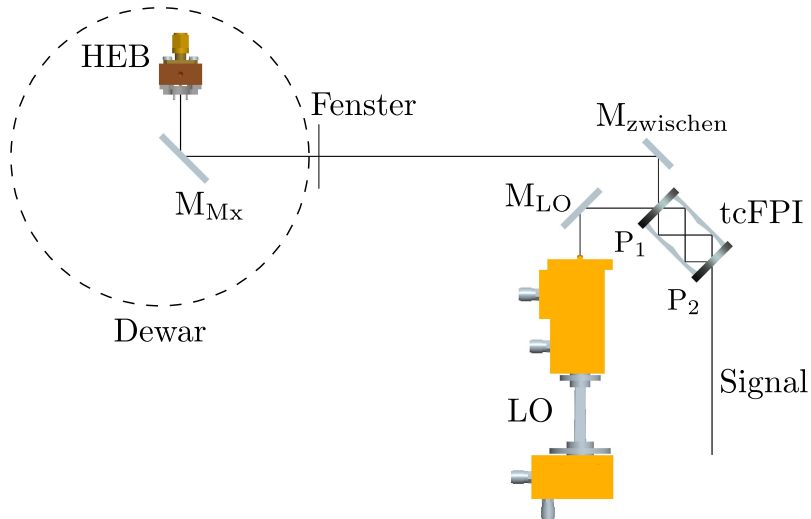


Abbildung 5.2: Der Strahlengang des Laboraufbaus. Die optische Achse ist schwarz gekennzeichnet. Der Signal-Beam verläuft parallel zum LO in Transmission des tcFPIs. Zur Bestimmung der Rauschtemperatur wird dort eine Hot-Cold-Load aufgebaut.

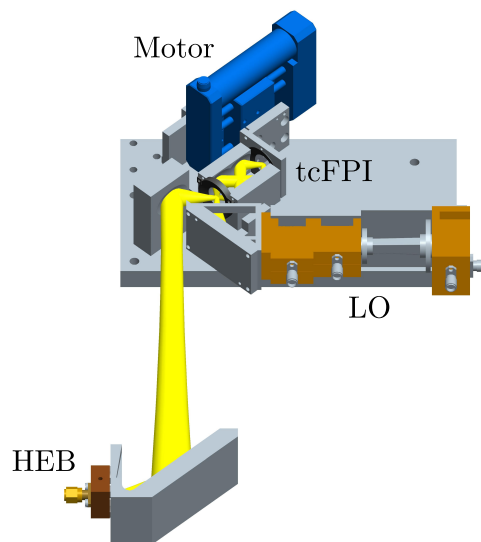


Abbildung 5.3: Das CAD-Modell des Laboraufbaus. Die 5w-Kontur des Beams ist gelb gekennzeichnet. Die Spiegelflächen und Aperturen sind auf diese Kontur ausgelegt worden.

5.2 Der Laboraufbau

Zur Charakterisierung des tcFPIs ist im Labor ein Heterodyn-Empfänger als Messaufbau zusammengestellt worden. In diesem Empfänger wird ein 1.9 THz-HEB, das innerhalb eines evakuierten Nass-Dewars mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von etwa 4.2 K heruntergekühlt wird, in Reflexion des tcFPIs von einem LO gepumpt. Das HEB kann dann in Transmission des tcFPIs ein Signal der entsprechenden Frequenz heterodyn detektieren. Eine Optik stellt die Kopplung zwischen den Komponenten her.

Abb. 5.2 illustriert den Strahlengang in der gewählten Optik. Die Parameter der elliptischen Spiegel sind Tab. 5.2 zu entnehmen. Abb. 5.3 zeigt das mechanische CAD-Modell des Experimentaufbaus.

Der vom LO-Horn erzeugte Beam wird über den Spiegel M_{LO} auf das tcFPI transformiert. In Reflexion gelangt der Beam mit Hilfe des Spiegels $M_{zwischen}$ durch das Dewar-Fenster in das Innere des Nass-Dewars, wo der Spiegel M_{Mx} die Kopplung zum HEB herstellt.

Die Komponenten außerhalb des Dewars sind in der institutseigenen Feinmechanikwerkstatt hergestellt worden. Um Justagefehler zwischen den Spiegeln zu minimieren, sind die einzelnen Spiegelflächen in einem Arbeitsgang auf der 5-Achs-CNC der Werkstatt gefräst worden. Die LO-Halterung besitzt Anschlagkanten für den LO, die ebenfalls zusammen mit den Spiegelflächen gefräst worden sind. Die Polarisationsgitter werden mittels Klemmen auf spezielle Auflageflächen an das tcFPI gedrückt.

Zur Montage des tcFPIs auf der optischen Platte gibt es zwei Varianten. Die erste Variante ist eine feste Halterung (s. Abb. 5.3). Die Spiegelflächen des tcFPIs sind in dieser Halterung gefräst worden, so dass das tcFPI aufgrund der Maschinengenauigkeit korrekt justiert ist. Die zweite Variante ist

	M_{LO}	$M_{zwischen}$	M_{Mx}
λ	0.158 mm		
Θ	45 °		
f	14.270 mm	23.300 mm	25.900 mm
$w_{0,in}$	0.314 mm	0.501 mm	2.310 mm
d_{in}	23.000 mm	24.080 mm	182.610 mm
$w_{0,out}$	0.501 mm	2.310 mm	0.316 mm
d_{out}	36.460 mm	40.000 mm	28.830 mm

Tabelle 5.2: Die Gauss'schen Parameter der Optik im Laboraufbau, berechnet mit Gl. 2.30 und Gl. 2.31. Die Parameter für die Spiegel des tcFPIs sind in Tab. 5.1 aufgeführt.

eine Halterung mittels zweier linearer Verschiebetische (s. Abb. 5.4). Diese alternative Halterung bietet die Möglichkeit, das tcFPI in der Ebene senkrecht zum LO-Beam zu verschieben. Damit können Pixel abseits der optischen Achse angefahren werden, um so die Funktionsweise des tcFPIs als Array-Diplexer zu untersuchen.

Der Spiegel M_{Mx} ist als Spiegelschlitten realisiert, an dem das HEB montiert ist. Der Spiegelschlitten stellt außerdem im Dewar den Kontakt mit der 4.2 K-Kaltfläche her.

Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen den fertiggestellten Aufbau ohne LO und das Innere des Dewars mit installiertem Spiegelschlitten und HEB.

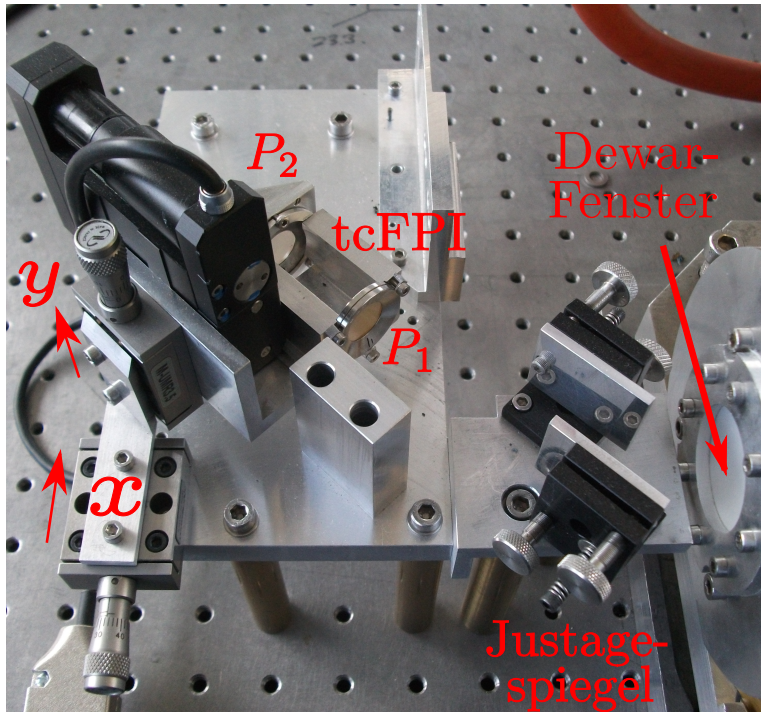


Abbildung 5.4: Der Laboraufbau außerhalb des Dewars ohne LO. Zu sehen ist das tcFPI in seiner alternativen Halterung, bestehend aus zwei Verschiebetischen, mit denen das tcFPI in x - und y -Richtung bewegt werden kann. Die Achsen sind eingezeichnet. Zwischen Dewar und Spiegel M_{zwischen} sind im Verlauf des Experimentes zwei Justagespiegel in den Strahlengang gebracht worden, mit denen die Kopplung zwischen HEB im dem Dewar und tcFPI außerhalb hergestellt werden kann. Auf dem Diplexer-Gitter P_1 sind die Markierungen zu erkennen, die den Verlauf der Gitterdrähte anzeigen. Da die Polarisationen von LO und HEB parallel zum optischen Tisch stehen, muss P_1 nach den Überlegungen in Kap. 4.5 senkrecht zu diesen Polarisationen stehen. Über vier Messingfüße wird der Aufbau auf die Höhe des Dewar-Fensters gebracht.

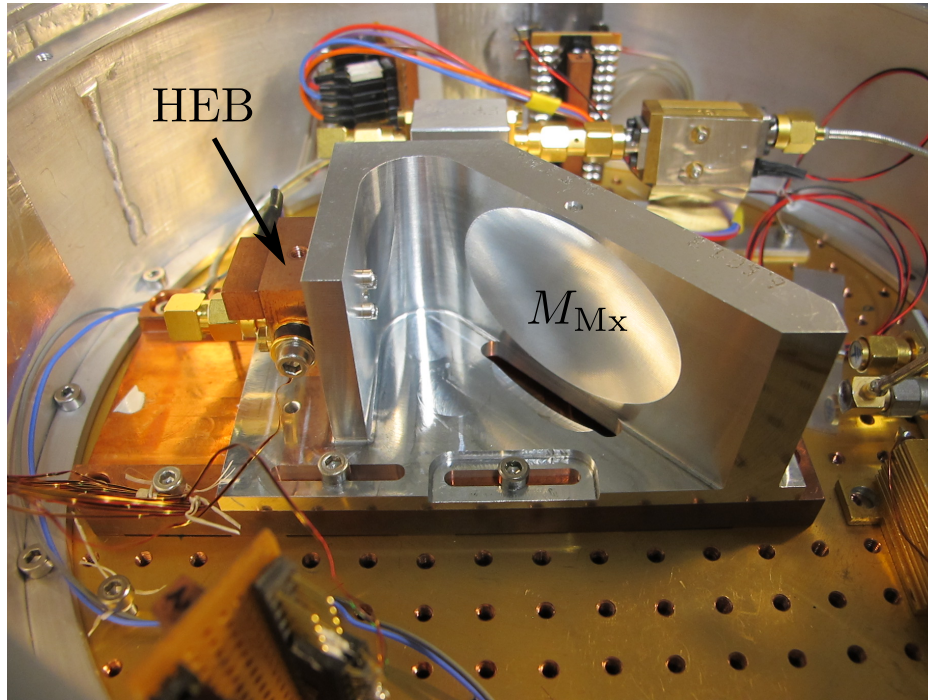


Abbildung 5.5: Das Innere des Dewars zeigt den Spiegelschlitten, an dem das HEB montiert ist. Der Schlitten stellt außerdem den Kontakt zur 4.2 K-Fläche des Dewars her. Am HEB sind eine Temperaturdiode und eine Heizung befestigt, mit denen die Temperatur des HEBs kontrolliert werden kann. Es sind weiterhin die Bias- und ZF-Verbindungen zu sehen.

5.2.1 Justage

Die Justage der meisten optischen Komponenten ist durch die Maschinengenauigkeit der CNC-Fräsmaschine sichergestellt. Die Justage der übrigen Komponenten muss manuell hergestellt werden. Dazu zählt die Kopplung zwischen HEB im Dewar und dem tcFPI außerhalb des Dewars sowie die Parallelität der beiden Diplexer-Gitter und der Umbau zwischen den Diplexer-Halterungen.

Justage zwischen HEB und tcFPI

Die Kopplung zwischen HEB und tcFPI wird über zwei Justagespiegel vor dem Dewar-Fenster hergestellt. Dazu wird das vordere Diplexer-Gitter P_1 um 90° gedreht, so dass es parallel zum optischen Tisch und somit auch parallel zu den Polarisationen von LO und HEB ausgerichtet ist. Bei korrekter Stellung aller Bauteile wird dadurch die gesamte LO-Leistung von P_1 direkt zum HEB reflektiert.

Als Anhaltspunkt für die Justage wird der Bias-Strom I_{Bias} benutzt, der ein Maß für die auf das HEB treffende LO-Leistung P_{LO} ist.

Hierbei trat das Problem auf, dass durch kleinste Veränderungen an den Justagespiegeln die Weglänge zwischen LO und HEB verändert wird. Durch Stehwellen zwischen LO-Horn und HEB-Horn wird so eine sichtbare Variation in der LO-Leistung hervorgerufen. Die Justage entspricht damit dem Abfahren einer zwei-dimensionalen Gauss-Glocke, die aufgrund der Stehwellen von Extrema im Abstand der Wellenlänge überlagert wird.

Bei der durchgeführten Justage kam es daher meistens nicht zu einem eindeutigen Maximum, sondern vielmehr zu zwei benachbarten, von Stehwellen hervorgerufenen Maxima, die sich nur wenig unterschieden. Es blieb oft spekulativ, welches der Maxima zu einer annähernd korrekten Justage führte, oder ob eine korrekte Justage nicht eher im Bereich des Minimums zwischen den beiden benachbarten Maxima lag.

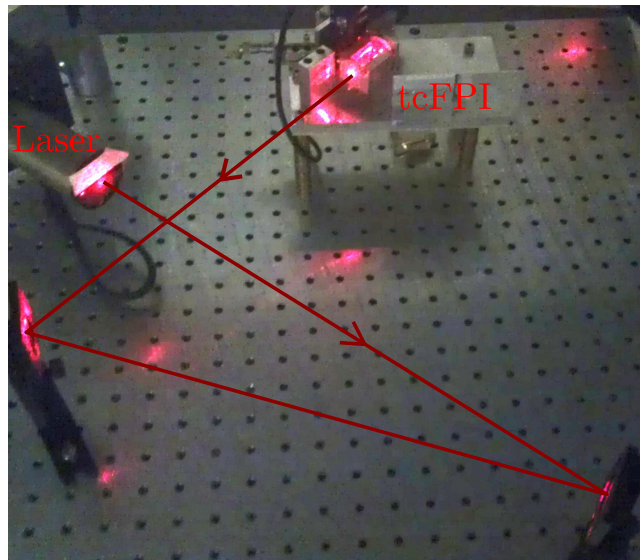


Abbildung 5.6: Die Justage der Diplexer-Gitter. Ein Laser wird über zwei Justagespiegel so aufgesetzt, dass er senkrecht auf das vordere Spiegelplättchen trifft. Dies wird anhand des Rückreflexes des Lasers auf seine eigene Apertur kontrolliert. Ist der Laser korrekt justiert, wird das vordere Spiegelplättchen entfernt, so dass der Laser auf das hintere Spiegelplättchen trifft. Die Halterung des hinteren Spiegelplättchens wird daraufhin so justiert, dass der Rückreflex des Lasers wiederum auf seine eigene Apertur trifft. Dadurch ist sichergestellt, dass das hintere Spiegelplättchen senkrecht zum Laser und somit parallel zum vorderen Gitter steht.

Die Strecke zwischen Laser und Spiegelplättchen beträgt etwa 1 m. Die Laserapertur hat einen Durchmesser von 7 mm, der Laserspot einen Durchmesser von 2 mm. Die Justage kann somit auf einen Winkel von etwa $8'$ genau durchgeführt werden.

Diplexer-Gitter

Die Diplexer-Gitter werden mit Hilfe eines Lasers justiert. Dazu sind kleine Spiegelplättchen angefertigt worden, die möglichst planparallel sind. Die Maße der Spiegelplättchen entsprechen denen der Polarisationsgitter, so dass die Spiegelplättchen anstelle der Gitter am tcFPI eingesetzt werden können.

Der Vorgang wird anhand Abb. 5.6 beschrieben.

Alternative Diplexer-Halterung

In der festen Diplexer-Halterung sind die Spiegelflächen des tcFPIs über die Maschinengenauigkeit justiert. Beim Umbau auf die alternative Halterung, bestehend aus zwei linearen Verschiebetischen, geht diese Justage verloren. Sie muss mit Hilfe eines Lasers wieder hergestellt werden.

Dazu wird ein Laser so aufgesetzt, dass er senkrecht auf eine Markierung des Plättchens trifft, die die Mitte des Plättchens anzeigt. Daraufhin findet der Umbau der Halterungen statt. Die alternative Halterung des tcFPIs wird so justiert, dass der Laser wieder an der Markierung auf seine eigene Apertur zurück reflektiert wird.

Weiterhin muss darauf geachtet werden, dass sich die Position des Rückreflexes auf der Apertur des Lasers bei einer Verschiebung des tcFPIs nicht verändert.

Damit sind Position und Winkel des tcFPIs wieder hergestellt.

5.2.2 Datenaufnahme

Zur Datenaufnahme wird ein PC genutzt, der mit den verschiedenen Komponenten des Aufbaus verbunden ist. Es gibt vier wichtige Kenngrößen, die gemessen werden sollen:

- Bias-Spannung U_{Bias} ,
 - Bias-Strom I_{Bias} ,
 - ZF-Leistung P_{ZF} ,
 - Position des Diplexers x_{Dplx} .
- } des HEBs und

Die Messung dieser Größen erfolgt auf unterschiedliche Arten:

- U_{Bias} und I_{Bias} : Das HEB ist mit einer Spannungsquelle verbunden. Sie legt die Bias-Spannung U_{Bias} an das HEB an und gibt ihren Wert an den PC weiter. Umgekehrt kann der PC die angelegte Bias-Spannung variieren. Weiterhin wird der Bias-Strom I_{Bias} , der durch das HEB fließt, gemessen und sein Wert dem PC mitgeteilt.

- P_{ZF} : Das in diesem Versuch eingesetzte DFTS kann Frequenzen zwischen 0 – 1.5 GHz verarbeiten [49]. Daher wird zunächst ein 1.5 GHz breites Spektrum des ZF-Bandes durch zwei variabel einstellbare LOs auf das Band des DFTSs heruntergemischt. Die heruntergemischte ZF-Leistung kann dann vom DFTS spektral aufgelöst gemessen werden. Alternativ liefert ein Powermeter die gesamte ZF-Leistung des 1.5 GHz breiten Spektrums.
- x_{Dplx} : Der Controller des Elektromotors stellt eine Verbindung mit dem PC her. Damit kann das Diplexer-Gitter P_2 bewegt werden, ebenso kann die aktuelle Position x_{Dplx} des Diplexers ausgelesen werden.

5.3 Resultate der Messungen

In diesem Abschnitt werden die Daten der Messungen präsentiert, anhand derer die Funktionalität des tcFPIs als Array-Diplexer bewiesen werden soll. Dazu sind Diplexer-Scans (s. Kap. 5.3.1) und Rauschtemperatur-Messungen (s. Kap. 5.3.2) auf der optischen Achse des tcFPIs als auch auf vier verschiedenen Pixeln durchgeführt worden.

Im ersten Schritt wird das Reflexionsverhalten des tcFPIs mittels der Diplexer-Scans analysiert. Die spektrale Rauschtemperatur liefert im zweiten Schritt das Transmissionsverhalten des tcFPIs.

5.3.1 Das Reflexionsverhalten des tcFPIs

Zur Untersuchung des Reflexionsverhaltens werden analog zu Kap. 3.3 Diplexer-Scans durchgeführt. Der Bias-Strom I_{Bias} des HEBs dient bei einer festen Bias-Spannung U_{Bias} als Maß für die LO-Leistung P_{LO} , die durch die Optik dem HEB zugeführt wird.

Das HEB wird bei dieser Methode als Bolometer genutzt. Um einen annähernd linearen Zusammenhang zwischen I_{Bias} und P_{LO} zu erhalten, muss die Temperatur des HEBs über eine Heizung soweit erhöht werden, dass die Hysterese in der IU-Kennlinie des HEBs verschwindet.

Abb. 5.7 zeigt die IU-Kennlinien für die verschiedenen Zustände des HEBs. Da der STO-Flug-LO so leistungsstark ist, dass er ein einzelnes geheiztes HEB sehr leicht überpumpen kann¹, ist der LO für die Diplexer-Scans abgeschwächt worden

¹Eine HEB-Kennlinie wird als überpumpt bezeichnet, wenn sie näherungsweise einem linearen Widerstand entspricht. Der Bias-Strom I_{Bias} befindet sich dann in Sättigung, so dass eine Erhöhung der LO-Leistung P_{LO} nicht mehr registriert werden kann.

Die Bias-Spannung U_{Bias} beträgt während der Diplexer-Scans konstant 0.6 mV. Sie wird durch die schwarze Linie in Abb. 5.7 gekennzeichnet. Die Messgenauigkeit wird erhöht, indem der LO elektrisch moduliert wird. Der Bias-Strom I_{Bias} kann dann über einen Lock-In-Verstärker gemessen werden.

Die Frequenz des LOs wird auf $\nu_{\text{LO}} = 1899$ GHz eingestellt und das Diplexer-Gitter P_2 in Schritten von 300 Counts des Controllers bewegt.

Zur Kalibration der Position von P_2 ist der Elektromotor mit einer Messuhr untersucht worden. Diese Messung ergab als Zusammenhang zwischen Counts des Controllers und real zurückgelegter Wegstrecke

$$300 \text{ Counts} \hat{=} 2.052 \text{ } \mu\text{m}. \quad (5.3)$$

Der Diplexer-Scan wird dann für verschiedene Winkeldifferenzen φ_{Dplx} zwischen den Diplexer-Gittern durchgeführt. Damit erhält man das Reflexionsverhalten des tcFPIs für verschiedene Finessen F , das mit der Theorie aus Kap. 2.4.2 verglichen werden kann.

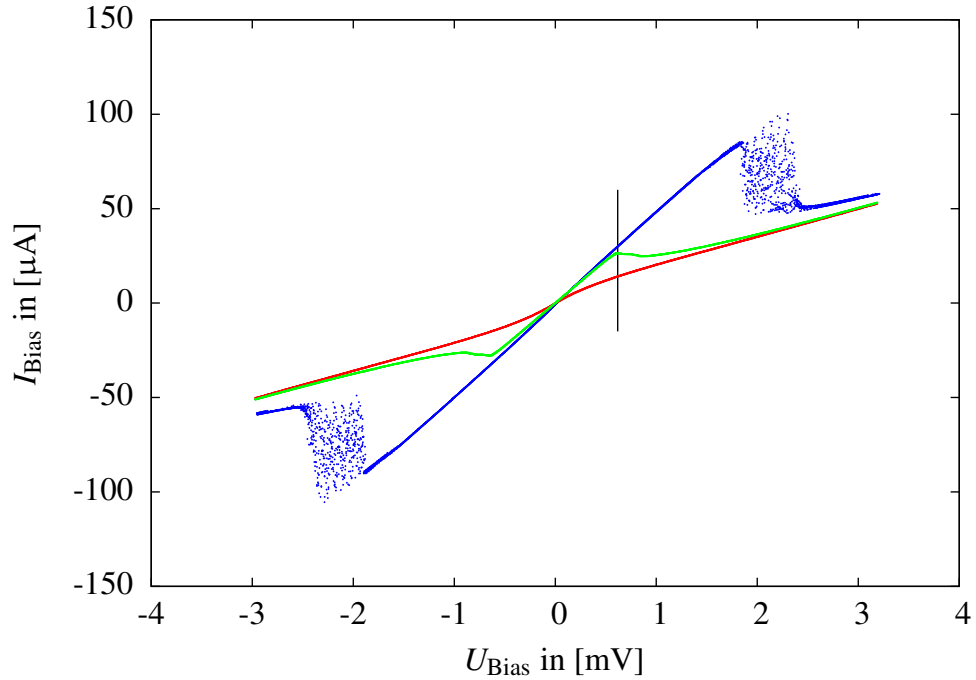


Abbildung 5.7: Die IU-Kennlinie des HEBs im ungeheizten und ungepumpten Zustand (blau), im geheizten und ungepumpten Zustand (grün) und im geheizten und maximal gepumpten Zustand (rot). Die Temperatur des HEBs beträgt im ungeheizten Zustand $T = 4.81$ K und im geheizten Zustand $T = 5.84$ K. Im geheizten Zustand ist die Hysterese kaum noch zu erkennen. Die vertikale Linie zeigt die Bias-Spannung $U_{\text{Bias}} = 0.6$ mV an, bei der die nachfolgenden Diplexer-Scans durchgeführt worden sind.

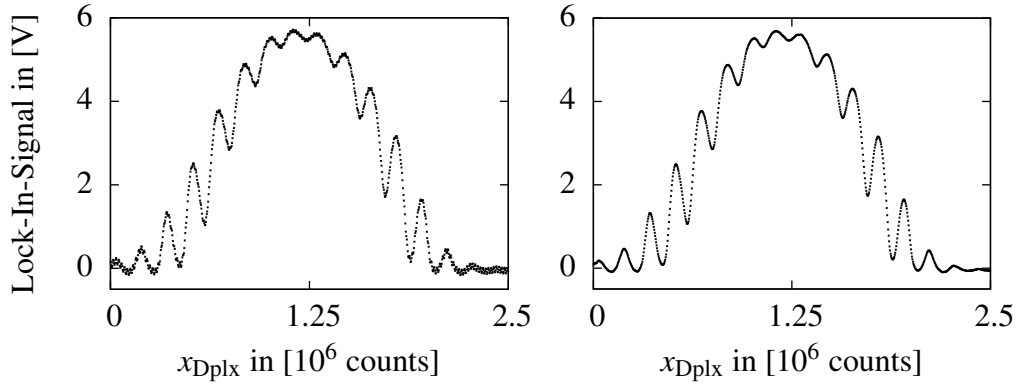


Abbildung 5.8: Ein roher Datensatz eines Diplexer-Scans für eine Winkeldifferenz $\varphi_{\text{Dplx}} = 90^\circ$ (links). Eine Analyse dieses Datensatzes mit Hilfe einer Fast Fourier Transformation zeigt ein Sinus-Rauschen mit einer Frequenz von etwa 100 Hz, was auf ein Netz-Brummen schließen lässt. Schneidet man diese Frequenzen aus dem Spektrum heraus und transformiert die Daten zurück, so erhält man einen weit aus weniger verrauschten Datensatz (rechts). Man erkennt besonders in den äußeren Bereichen des Scans eine deutliche Abnahme des Rauschens.

Auf diese Weise sind jeweils acht Diplexer-Scans auf der optischen Achse und auf acht weiteren Pixeln durchgeführt worden. Dabei wurde die Winkeldifferenz φ_{Dplx} im Bereich von $20^\circ - 90^\circ$ in Schritten von 10° variiert. Eine kleinere Winkeldifferenz als $\varphi_{\text{Dplx}} = 20^\circ$ konnte nicht gemessen werden, da die LO-Leistung zu klein war, um sie zu detektieren.

Kalibration

Anhand einer Messung wird zunächst in Abb. 5.8 die Bearbeitung der Daten mit einer Fast Fourier Transformation exemplarisch erklärt.

Die Kalibration des Lock-In-Signals passiert über eine zusätzliche Messung, bei der das vordere Gitter des tcFPIs um 90° parallel zur LO-Polarisation gedreht wird, so dass näherungsweise die gesamte LO-Leistung zum HEB reflektiert wird. Es wird angenommen, dass dieser Wert einer normierten Intensität von $I = 1$ entspricht. Weiterhin wird der unter allen Diplexer-Scans kleinste, gemessene Wert als $I = 0$ angenommen.

Die resultierende Kalibration des Diplexer-Scans ist in Abb. 5.9 zu sehen. Alle weiteren Diplexer-Scans sind auf die gleiche Weise bearbeitet worden.

$$\varphi_{\text{Dplx}} = 90^\circ$$

Nach diesen notwendigen Schritten wird die obige Messung genauer betrachtet. Bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 90^\circ$ wird erwartet, dass das hintere Diplexer-Gitter den

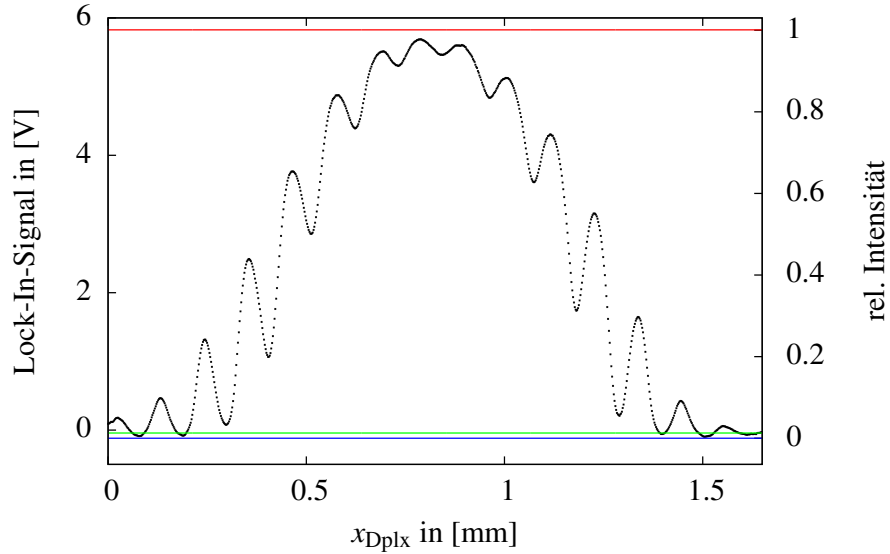


Abbildung 5.9: Die Kalibration des Diplexer-Scans bei $\varphi_{Dplx} = 90^\circ$ auf die relative Intensität. Die rote Linie zeigt den Mittelwert einer Messung an, bei der das vordere Diplexer-Gitter P_1 parallel zur Polarisation des LOs gedreht worden ist. Dies entspricht einer relativen Intensität von 1. Die blaue Linie gibt den kleinsten Wert des aufgenommenen Diplexer-Scans an. Dies entspricht einer relativen Intensität von 0. Die grüne Linie gibt den Mittelwert einer Messung an, bei der das vordere Diplexer-Gitter senkrecht zur LO-Polarisation stand und die Interferenz mittels eines Absorbers im Diplexer unterbrochen worden ist.

Strahl, der am vorderen Diplexer-Gitter komplett transmittiert wird, voll reflektiert. Da die Polarisation des reflektierten Strahls dabei nicht gedreht wird, wird er am vorderen Gitter wieder transmittiert, so dass unter diesen Konditionen der Theorie nach keine Interferenz zustande kommen kann.

Abb. 5.9 zeigt das Gegenteil. Es ist ein Interferenz-Muster erkennbar. Für dieses widersprüchliche Resultat gibt es mehrere Erklärungsansätze.

Zum Einen können Stehwellen zwischen LO-Horn und HEB-Horn ein solches Interferenzmuster hervorrufen. Es kann weiterhin eine Dejustage bezüglich der Polarisation der Komponenten auftreten. Steht das vordere Polarisationsgitter nur näherungsweise senkrecht zur Polarisation von LO oder HEB, so wird ein Großteil der LO-Leistung transmittiert, aber auch ein kleiner Teil reflektiert. Die nach einem Umlauf aus dem Diplexer entweichende LO-Leistung kann dann mit der vorher reflektierten LO-Leistung interferieren. Es kommt zur Zweistrahl-Interferenz. Stehen die Diplexer-Gitter außerdem nicht exakt senkrecht aufeinander, tritt Vielstrahl-Interferenz auf.

Eine solche Dejustage ist in Anbetracht der folgenden Punkte recht wahrscheinlich:

- Beide Diplexer-Gitter werden per Hand und Auge über eine zuvor unter dem Mikroskop angebrachte Markierung, die den Verlauf der Gitterdrähte kennzeichnen soll, eingestellt. Diese Vorgehensweise ist nicht fehlerfrei, so dass Winkelfehler auftreten. Die Größe dieser Fehler kann nur schwer abgeschätzt werden.
- Die Polarisation des HEBs steht parallel zur Kaltfläche im Dewar. Die Kaltfläche kann sich während des Abkühlens leicht verziehen, so dass die Polarisation des HEBs nur näherungsweise parallel zum optischen Tisch steht.
- Der Versuchsaufbau steht auf vier Messingfüßen, die in den optischen Tisch geschraubt werden. Auch hier können prinzipiell Fehler im Aufbau existieren, so dass die Polarisation des LOs nicht exakt parallel zum optischen Tisch ist.

Ein weiterer Erklärungsansatz zieht in Betracht, dass die Polarisationsgitter nicht perfekt sind.

Ein imperfektes Polarisationsgitter liegt vor, wenn einfallende, parallel polarisierte Strahlung nicht vollständig reflektiert wird bzw. einfallende, senkrecht polarisierte Strahlung nicht vollständig transmittiert wird.

Selbst bei korrekter Justage kann es dann zur Interferenz kommen. Ein kleiner Teil der einfallenden, senkrecht polarisierten LO-Leistung wird am imperfekten Gitter reflektiert, so dass die transmittierte LO-Leistung nach einem Umlauf im Diplexer mit ihr interferieren kann.

Ein weiteres Indiz für eine leicht fehlerhafte Stellung der Polarisierungen oder ein imperfektes Polarisationsgitter ist eine Messung, die mit einem Absorber innerhalb des Diplexers durchgeführt worden ist. Der Absorber sorgt dafür, dass keine Interferenz auftritt. Da das vordere Diplexer-Gitter senkrecht zur LO-Polarisation stehen soll, ist zu erwarten, dass keine Leistung am HEB ankommt. Auch hier werden die Erwartungen von der Messung nicht erfüllt (s. Abb. 5.9). Es wird ein Wert von etwa 1% gemessen.

Der Abfall der Intensität in den äußeren Bereichen des Scans entspricht dagegen den Erwartungen. Das Diplexer-Gitter P_2 entfernt sich in diesen Bereichen immer weiter vom Symmetriepunkt x_{sym} des Diplexers, so dass der Versatz zwischen den Strahlen nach Gl. 3.1 linear mit der Anzahl der Umläufe zunimmt. Daraus folgen in den äußeren Bereichen große Kopplungsverluste zwischen den Strahlen, die sich im Abfall der Intensität widerspiegeln.

Aus Abb. 5.9 ist zu erkennen, dass der Symmetriepunkt des Diplexers bei etwa $x_{\text{sym}} \approx 0.80 \text{ mm}$ liegen muss.

Optische Achse

Abb. 5.10 zeigt ausgewählte Diplexer-Scans auf der optischen Achse für vier verschiedene Winkeldifferenzen φ_{Dplx} . Für jede Winkeldifferenz ist das erwartete Interferenzmuster aus schmalen Reflexionsmaxima und breiten Reflexionsminima zu erkennen.

Beide Phänomene sind leicht erklärbar. Bei kleinerer Winkeldifferenz müssen immer mehr Strahlen zur Interferenz gebracht werden, um die gleiche relative Intensität zu erhalten. Die Absorption in der Laborluft nimmt aber mit steigender Zahl der Umläufe so stark zu, dass bei einer kleinen Winkeldifferenz φ_{Dplx} nicht mehr die gleiche Intensität erzielt werden kann.

Abb. 5.11 zeigt die experimentell gemessene Höhe der Maxima und vergleicht diese mit den theoretisch erwarteten Werten für eine Absorption von 2 % pro Umlauf im Diplexer nach Gl. 2.20 **.

Die Messwerte folgen näherungsweise der berechneten Kurve. Gründe für die Abweichungen bei kleinen Winkeldifferenzen φ_{Dplx} sind hauptsächlich im Strahlversatz δ_T zu suchen, der nach Gl. 3.1 abseits des Symmetriepunkts mit jedem Umlauf linear ansteigt. Der Versatz zwischen den Strahlen führt zu Kopplungsverlusten, die in Gl. 2.20 ** nicht berücksichtigt sind.

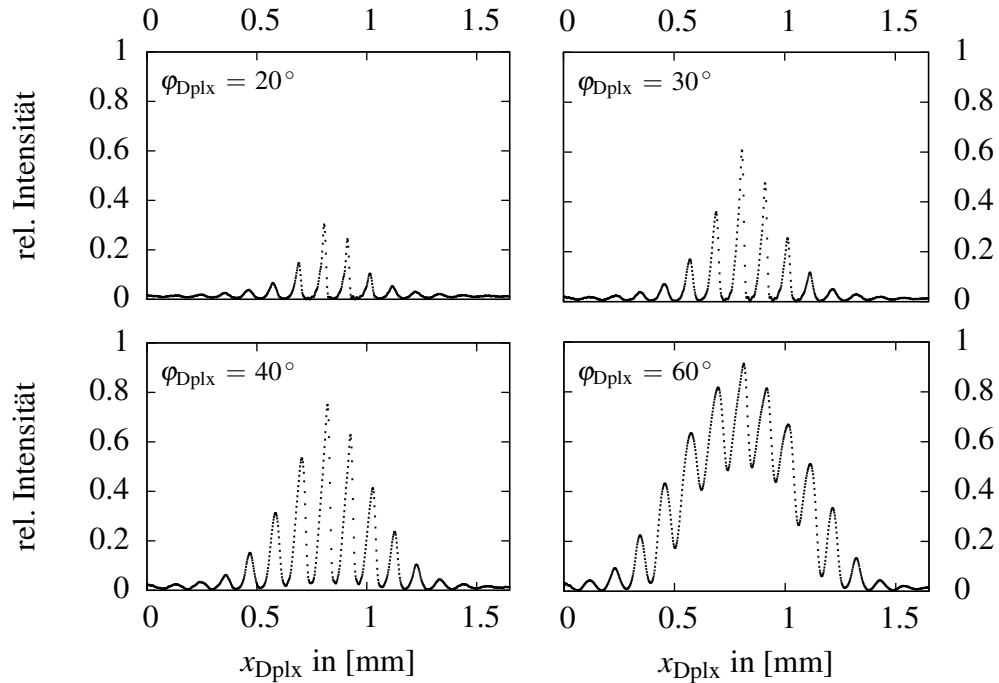


Abbildung 5.10: *Diplexer-Scans auf der optischen Achse für $\varphi_{\text{Dplx}} = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 60^\circ$.*

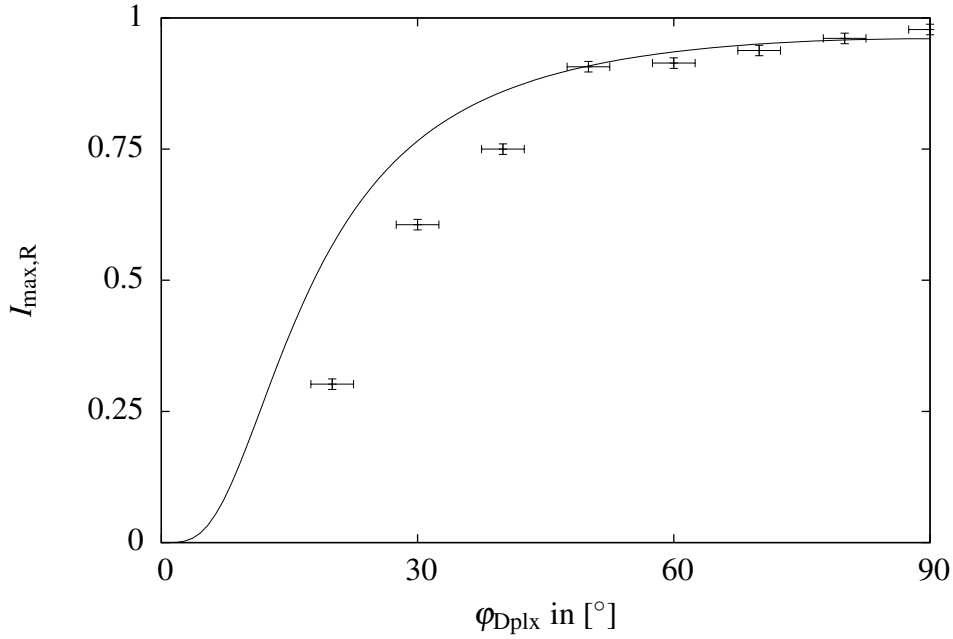


Abbildung 5.11: Die Punkte geben die maximale, relative Intensität im höchsten Maximum des Diplexer-Scans pro Winkeldifferenz φ_{Dplx} an. Der Fehler für die Höhe des Maximums wird aus den Daten auf ± 0.01 abgeschätzt, für die gemessene Winkeldifferenz wird ein Fehler von $\pm 2.5^\circ$ angenommen. In diesen Fehler fließt zum Beispiel eine inkorrekte Markierung der Drahtrichtung auf dem Gitter ein. Die durchgehende Kurve stellt die maximale, relative Intensität in Reflexion nach Gl. 2.20 ** dar. Die Kurve ist mit einem Absorptionsverlust von 2% pro Umlauf im Diplexer berechnet ($a = 0.98$). Die theoretische Kurve ist außerdem gemäß Gl. 5.2 skaliert worden.

Im nächsten Schritt soll aus den Daten die experimentelle Finesse F_{exp} ermittelt werden, um die Diplexer-Scans mit der Theorie zu vergleichen. Dazu wird der Abstand d und die Halbwertsbreite δ der drei mittleren Reflexionsmaxima betrachtet. Abb. 5.12 veranschaulicht den Prozess anhand des Diplexer-Scans mit $\varphi_{\text{Dplx}} = 30^\circ$.

Die jeweiligen Abstände werden gemittelt. Für die Finesse F gilt dann:

$$F = \frac{\bar{d}}{\bar{\delta}}.$$

Tab. 5.3 zeigt die Resultate. Zunächst ist auffällig, dass die Abstände zwischen den Reflexionsmaxima bei verschiedenen Winkeldifferenzen φ_{Dplx} bis auf minimale Unterschiede konstant sind. Dies spricht für eine sehr gute Reproduktivität der Messungen. Die Breite der Reflexionsmaxima nimmt wie erwartet mit der Winkeldifferenz φ_{Dplx} ab. Die Finesse F_{exp} nimmt zu.

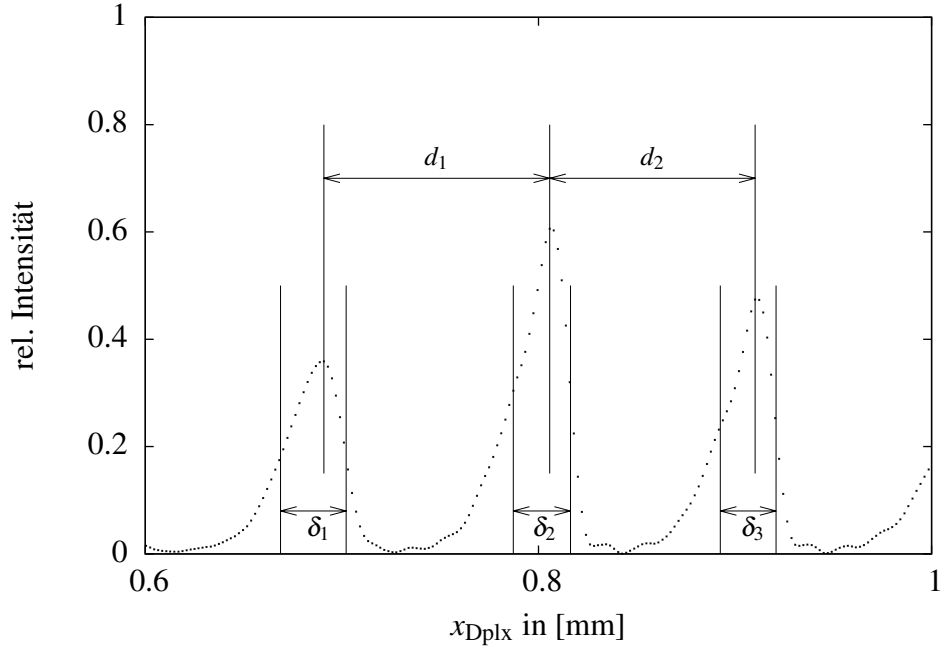


Abbildung 5.12: Zur Bestimmung der Finesse sind die mittleren drei Maxima des Diplexer-Scans bei $\varphi = 30^\circ$ dargestellt. d_1 und d_2 geben den Abstand zwischen dem 1. und 2. bzw. 2. und 3. Maximum an. δ_1 , δ_2 und δ_3 zeigen die Halbwertsbreite des jeweiligen Maximums an.

Um die experimentell ermittelten Werte mit der Theorie zu vergleichen, sind in Abb. 5.13 die Daten aus dem Versuch mit dem theoretischen Verlauf der Finesse F_{th} aufgetragen. Hier sind auf den ersten Blick sofort große Unterschiede zu erkennen. Das Experiment zeigt zwar eine mit fallender Winkeldifferenz φ_{Dplx} steigende Finesse F_{exp} auf, diese Steigung ist aber wesentlich geringer, als es die Theorie vorhersagt.

Ein erster Erklärungsansatz nimmt Bezug auf [16]. Dort wird eine Defekt-Finesse F_{def} eingeführt, in der die Defekte der Strahlteiler eines FPIs berücksichtigt werden. Zu diesen Defekten zählen eine sphärische Abweichung von der Planheit der Strahlteiler, Oberflächen-Irregularitäten der Strahlteiler, die einer Gauss'schen Verteilung folgen, und die Abweichung von der Parallelität der beiden Strahlteiler. Abb. 5.14 veranschaulicht die Defekte.

Die Defekte verursachen, dass die theoretisch erwartete Finesse F_{th} in einem realen FPI nicht erreicht werden kann. Die real mögliche Finesse F_{real} berechnet sich aus der Defekt-Finesse F_{def} und der theoretischen Finesse F_{th} wie folgt:

$$\frac{1}{F_{\text{real}}^2} = \frac{1}{F_{\text{th}}^2} + \frac{1}{F_{\text{def}}^2}. \quad (5.4)$$

φ_{Dplx} in $^\circ$	\bar{d} in $[\mu\text{m}]$	$\bar{\delta}$ in $[\mu\text{m}]$	F_{exp}
20 ± 2.5	110.75 ± 4.21	22.77 ± 2.37	4.86 ± 0.54
30 ± 2.5	109.71 ± 5.22	30.30 ± 1.56	3.62 ± 0.25
40 ± 2.5	110.74 ± 6.23	42.27 ± 2.29	2.62 ± 0.20
50 ± 2.5	110.72 ± 6.22	54.37 ± 2.52	2.04 ± 0.15
60 ± 2.5	109.71 ± 5.16	58.17 ± 2.20	1.89 ± 0.11

Tabelle 5.3: Die Ergebnisse der experimentell bestimmten Finesse. Die 2. und 3. Spalte zeigen die Mittelwerte der Abstände zwischen den Maxima \bar{d} und der Halbwertsbreiten der Maxima $\bar{\delta}$. Der mittlere Fehler des Mittelwertes ist angegeben. Aus den Mittelwerten ist die Finesse F berechnet. Der Fehler ΔF_{exp} ist nach Gauss'scher Fehlerfortpflanzung bestimmt.

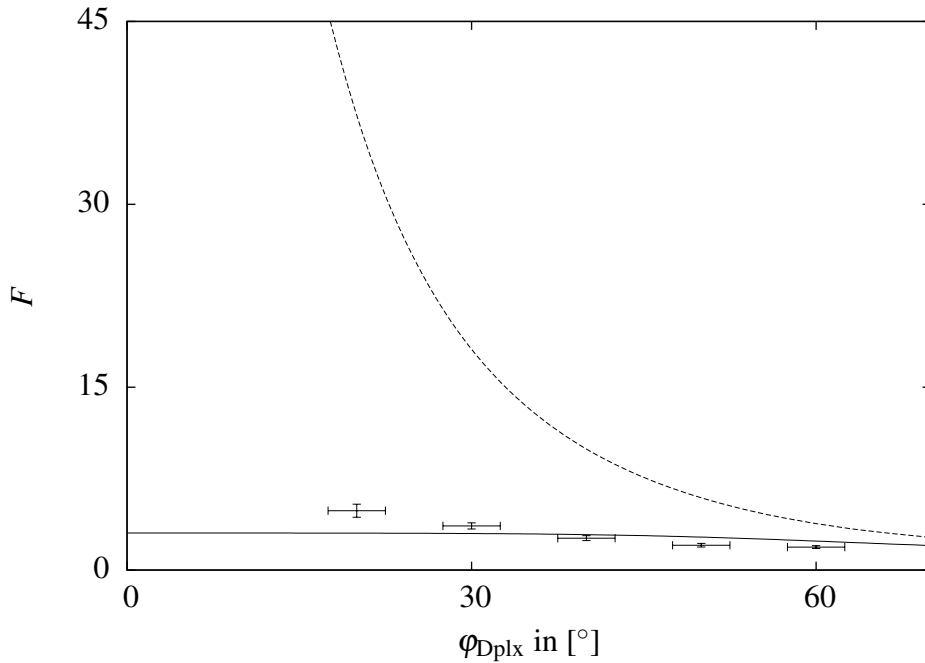


Abbildung 5.13: Die Punkte stellen die in Tab. 5.3 aufgeführten Daten dar. Die gestrichelte Kurve zeigt unter Berücksichtigung von Gl. 5.2 den theoretisch erwarteten Verlauf der Finesse F_{th} . Die durchgehende Kurve berücksichtigt Defekte der Strahlteiler im tcFPI und stellt die real erreichbare Finesse F_{real} dar. Sie wurde berechnet mit einer Defekt-Finesse $F_{\text{def}} = 3.04$. Dieser Wert entspricht dem Winkelfehler, der bei der Justage der Diplexer-Gitter auftreten kann.

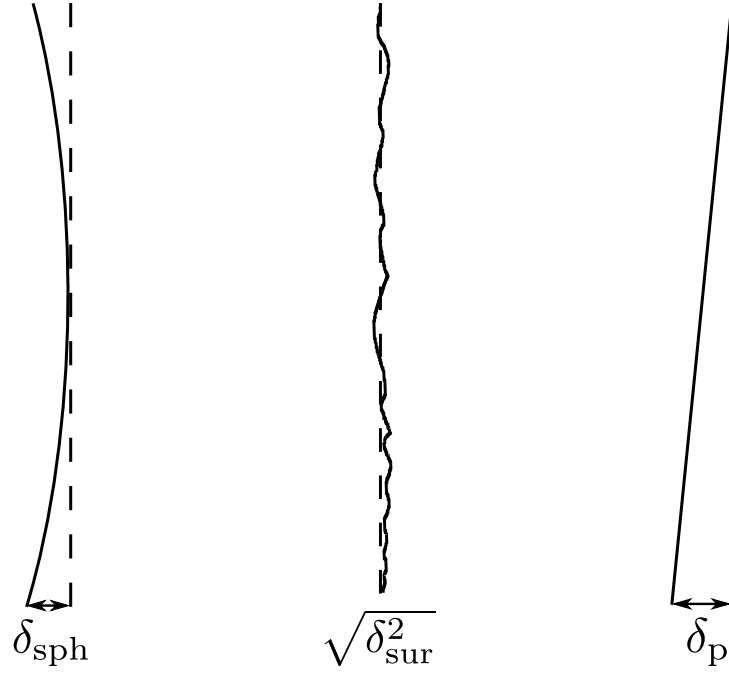


Abbildung 5.14: Die drei berücksichtigten Defekte der Strahlteiler. Links ist eine sphärische Beugung des Strahlteilers als Abweichung von einem planen Strahlteiler dargestellt. δ_{sph} ist der maximale Abstand zwischen realer Strahlteileroberfläche und idealer Oberfläche. In der Mitte sind Oberflächen-Irregularitäten gezeigt, die einer Gauss'schen Verteilung folgen. $\sqrt{\delta_{\text{sur}}^2}$ ist das quadratische Mittel der Oberflächenfehler. Rechts ist eine Abweichung von der Parallelität der Strahlteiler dargestellt, wobei δ_{p} den größten Abstand zwischen realer Oberfläche und idealer Oberfläche angibt. Ist die Apertur D des Strahlteilers bekannt, wird der Abstand bei einem Winkelfehler α berechnet über $\delta_{\text{p}} = D \sin(\alpha)$.

Die aufgezählten Defekte der Strahlteiler haben dabei unterschiedlichen Einfluss auf die Defekt-Finesse F_{def} . Nach [16] gilt:

$$\frac{1}{F_{\text{def}}^2} = \frac{1}{F_{\text{sph}}^2} + \frac{1}{F_{\text{sur}}^2} + \frac{1}{F_{\text{p}}^2}, \quad (5.5)$$

mit

$$F_{\text{sph}} = \frac{\lambda}{2\delta_{\text{sph}}}, \quad F_{\text{sur}} = \frac{\lambda}{4.7\delta_{\text{sur}}}, \quad F_{\text{p}} = \frac{\lambda}{\sqrt{3}\delta_{\text{p}}}.$$

Um den Einfluss der Defekt-Finesse auf die real mögliche Finesse F_{real} abzuschätzen, wird für die durchgeführten Diplexer-Scans ein Fehler in der Parallelität der Strahlteiler angenommen, der auf den Winkelfehler durch die Laserjustage zurückzuführen ist. Nach Kap. 5.2.1 ist die Laserjustage der Diplexer-Gitter nur auf einen Winkel von etwa $8'$ korrekt durchführbar. Aus

dem Durchmesser der Gitter-Apertur $d_2 = 13 \text{ mm}$ und $\lambda = 158 \text{ }\mu\text{m}$ ergibt sich:

$$\delta_p = 30 \text{ }\mu\text{m} \quad \text{und} \\ F_{\text{def}} = F_p = 3.04.$$

Die daraus resultierende Finesse F_{real} ist in Abb. 5.13 dargestellt. Es zeigt sich, dass F_{real} den Messwerten schon wesentlich mehr ähnelt. Es fällt aber auch auf, dass die Finesse F_{real} auf F_{def} begrenzt ist, während die Steigung der Messwerte eher F_{th} ähnelt.

Es ist zu beachten, dass es noch weitere Effekte gibt, die eine hohe Finesse verhindern können:

- Weitere Dejustagen in der Optik: In der Theorie wird davon ausgegangen, dass alle optischen Bauteile vollständig korrekt positioniert sind. Ebenso bleiben Beugungseffekte an den Aperturen unberücksichtigt. Dies ist in der Praxis sicherlich nur annähernd erreichbar. In diesem Fall wird eine korrekte Justage zum Teil durch die Präzision der CNC-Fräsmaschine hergestellt. Die Justage zwischen HEB im Dewar und dem sich außerhalb befindlichen Aufbau geschieht manuell über zwei Justagespiegel. Wie in Kap. 5.2.1 beschrieben, wird die Justage durch Stehwellen zwischen LO-Horn und HEB-Horn gestört. Wie genau diese Justage ist, lässt sich nur schwer beurteilen und messen. Eine nicht korrekte Justage des tcFPIs führt trivialerweise zu Abweichungen von der Theorie.
- Steht das Diplexer-Gitter P_2 nicht im Symmetriepunkt des Diplexers, treten sofort Kopplungsverluste auf, die zu einer geringeren Finesse führen können.
- Nach den Ausführungen zum Diplexer-Scan bei $\varphi = 90^\circ$ ist auch die Güte der Gitter zu hinterfragen. Verluste an den Gittern können sich daher ebenfalls negativ auf die Finesse auswirken.

In Hinsicht der Vielzahl an Fehlern, die zu den erzielten Messwerten führen können, ist es nicht zielführend, die Auswirkungen aller Effekte genau zu berechnen. Es reicht an dieser Stelle, dass allein mit dem Winkelfehler, der bei der Justage der Diplexer-Gitter auftreten kann, die Messwerte näherungsweise erklärt werden können. Trotz der Abweichungen verhält sich das tcFPI auf der optischen Achse der Theorie entsprechend. Je kleiner die Winkeldifferenz φ_{Dplx} ist, desto höher ist die Finesse F_{exp} .

Vier Pixel

Als nächstes werden die Diplexer-Scans abseits der optischen Achse auf den vier Pixeln gezeigt. Dafür ist der Versuchsaufbau auf die alternative Halterung des tcFPIs umgebaut worden, die aus zwei linearen Verschiebetischen besteht. Die Bezugsachsen, in denen die Verschiebetische das tcFPI bewegen, sind in Abb. 5.4 gekennzeichnet. Eine Verschiebung in x-Richtung verändert dabei den Reflexionspunkt am vorderen Gitter, so dass die Kopplung zwischen HEB und dem tcFPI über die beiden Justagespiegel wieder hergestellt werden muss. In y-Richtung tritt dieser Effekt nicht auf.

Der Abstand benachbarter Pixel in der Aperturbenebene am vorderen Diplexer-Gitter muss

$$d_{\text{Beams}} = 3.25 w_0 = 1.626 \text{ mm}$$

betragen. Durch geometrische Überlegungen erhält man somit vier Koordinaten für eine mögliche Konfiguration der Pixel, die in Tab. 5.4 aufgeführt sind.

Abb. 5.15 zeigt die Diplexer-Scans auf den vier Pixeln sowie auf der optischen Achse für drei verschiedene Winkeldifferenzen φ_{Dplx} .

Zunächst ist zu bemerken, dass die Diplexer-Scans auf den Pixeln das gleiche Interferenzmuster wie auf der optischen Achse zeigen.

Die Diplexer-Scans, die bei $x = 0.00 \text{ mm}$, durchgeführt worden sind, ähneln einander stark. Abb. 5.16 stellt die mittleren drei Maxima dieser Diplexer-Scans bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 20^\circ$ dar.

Es sind geringe Unterschiede sowohl in der Höhe der Maxima als auch der Position erkennbar. Dies kann durch den Umbau der tcFPI-Halterung auf die beiden Lineartische begründet werden. Kleinere Justagefehler, die dabei aufgetreten sind, können die Ursache dieser Unterschiede sein.

In Abb. 5.17 sind die drei mittleren Maxima bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 20^\circ$ der vier Pixel dargestellt. Hier treten die Unterschiede in Höhe als auch Position der Maxima noch deutlicher auf. Besonders stark variieren die Scans für unterschiedliche x-Positionen. Dies hängt zum größten Teil mit der bereits

	x	y
Pixel 1	0.00 mm	1.15 mm
Pixel 2	0.00 mm	-1.15 mm
Pixel 3	-1.15 mm	0.00 mm
Pixel 4	1.15 mm	0.00 mm

Tabelle 5.4: Die Koordinaten der vier Pixel im Laborexperiment. Die optische Achse kennzeichnet den Ursprung.

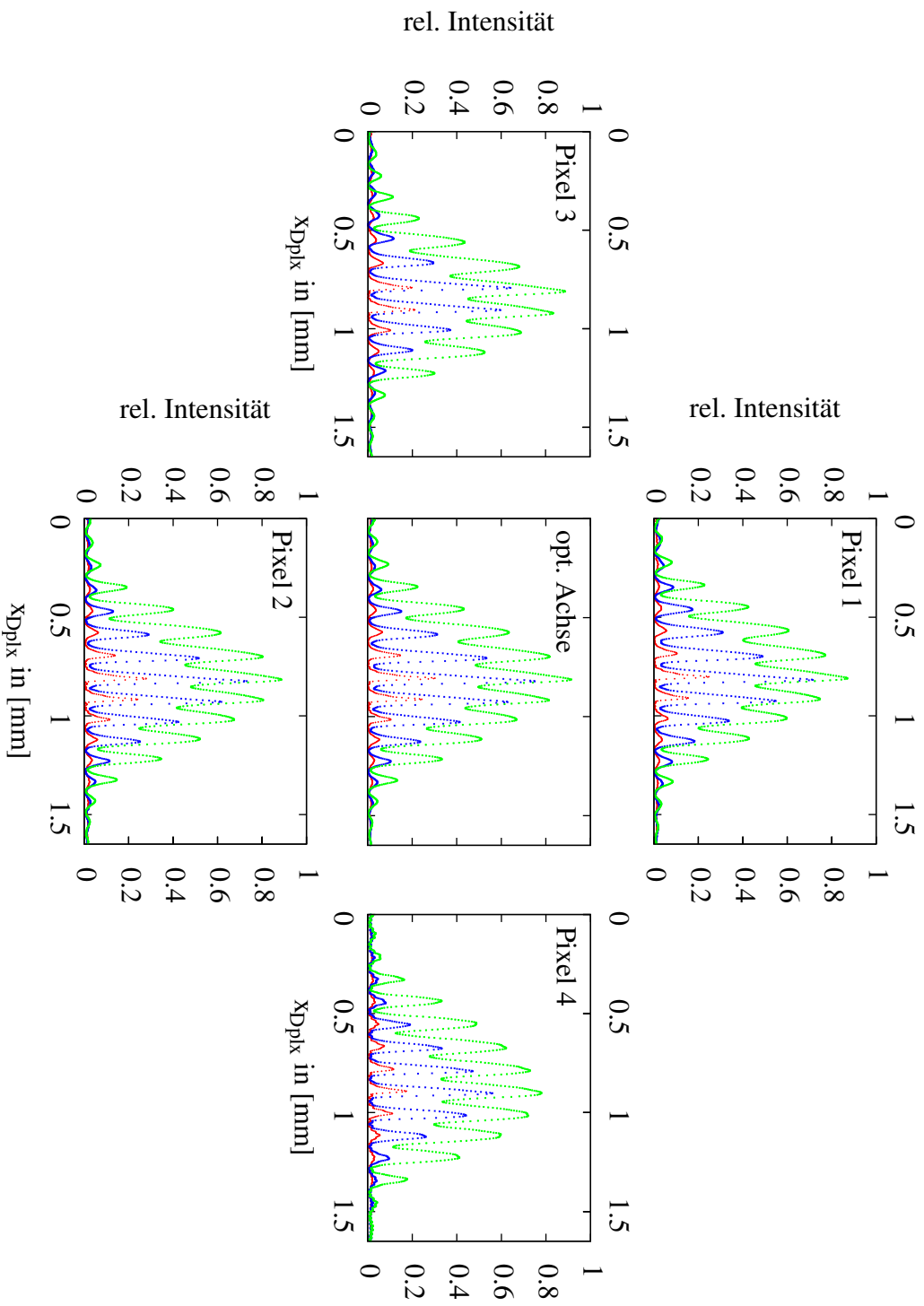


Abbildung 5.15: Dargestellt sind Doppler-Scans für $\varphi_{Dplx} = 20^\circ$ (rot), $\varphi_{Dplx} = 40^\circ$ (blau) und $\varphi_{Dplx} = 60^\circ$ (grün) auf den vier Pixeln und auf der optischen Achse.

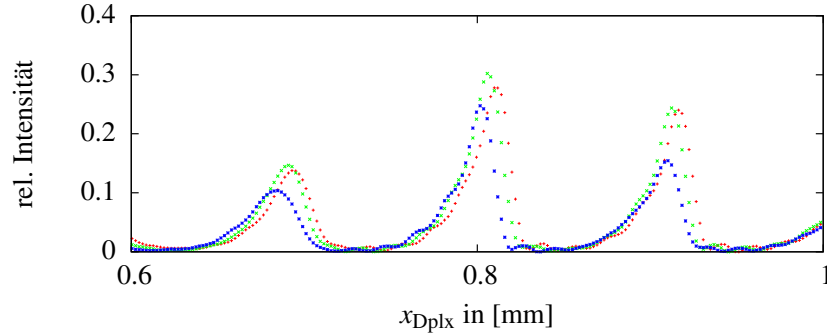


Abbildung 5.16: Die mittleren drei Maxima der Diplexer-Scans bei $\varphi_{Dplx} = 20^\circ$ auf den Punkten mit $x = 0.00$ mm (Pixel 1 (blau), Pixel 2 (rot), opt. Achse (grün)).

angesprochenen Rejustage zwischen HEB und tcFPI zusammen. Da diese Justage unter dem Einfluss der Stehwellen gelitten hat (s. Kap. 5.2.1), kommt es mit hoher Wahrscheinlichkeit zu Abweichungen von der ursprünglichen Justage und somit auch zu einem unterschiedlichen Verhalten des tcFPIs.

Im Vergleich zu $x = 0.00$ mm ist für Pixel 4 beispielsweise das höchste Maximum und somit auch der Symmetriepunkt des Strahlenganges innerhalb des tcFPIs weiter nach rechts verschoben. Dies spricht eindeutig für eine große Abweichung im Strahlengang durch eine unterschiedliche Justage.

Für Pixel 3 treten ähnliche Effekte auf. Hier ist das höchste Maximum zwar an der gleichen Stelle wie bei $x = 0.00$ mm, es ist allerdings weitaus weniger ausgeprägt im Vergleich zum darauffolgenden Maximum.

Abb. 5.18 zeigt zuletzt die gleichen Diplexer-Scans für vier weitere Pixel, deren Koordinaten in Tab. 5.5 aufgeführt sind. Diese Koordinaten entsprechen einer alternativen Konfiguration der Pixel und ist daher mit einem * versehen. Das Beam-Muster, welches die Empfänger-Optik von STO durchläuft, ähnelt dieser alternativen Konfiguration, wobei in STO die Abstände zwischen den Beams kleiner sind.

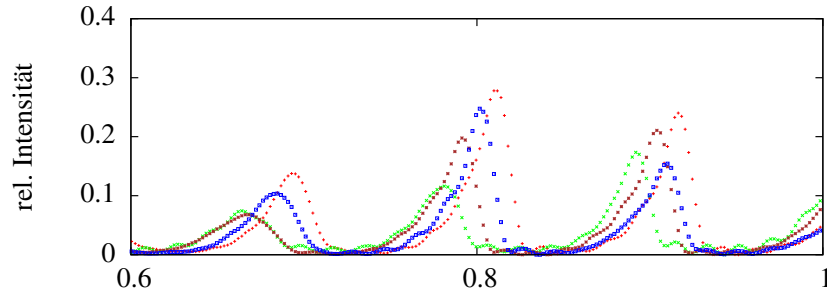


Abbildung 5.17: Die mittleren drei Maxima der Diplexer-Scans bei $\varphi_{Dplx} = 20^\circ$ auf Pixel 1 (blau), Pixel 2 (rot), Pixel 3 (braun) und Pixel 4 (grün).

	x	y
Pixel 1*	−1.15 mm	1.15 mm
Pixel 2*	1.15 mm	1.15 mm
Pixel 3*	−1.15 mm	−1.15 mm
Pixel 4*	1.15 mm	−1.15 mm

Tabelle 5.5: Eine weitere alternative Konfiguration der Pixel. Diese Konfiguration entspricht näherungsweise dem Beam-Muster, das für STO gewählt worden ist (s. Tab. 4.4).

Im Vergleich zu den vorherigen Diplexer-Scans treten die gleichen Phänomene auf. Diplexer-Scans, für die $x = \text{const}$ gilt, ähneln sich stark, während sich Diplexer-Scans auf variierenden x -Positionen zum Teil stark unterscheiden. Es kommt aber auch hier in allen Scans zu dem erwarteten Interferenzmuster.

Um die Funktionsweise des tcFPIs besser beurteilen zu können, wird das Transmissionsverhalten des tcFPIs für das astronomische Signal betrachtet.

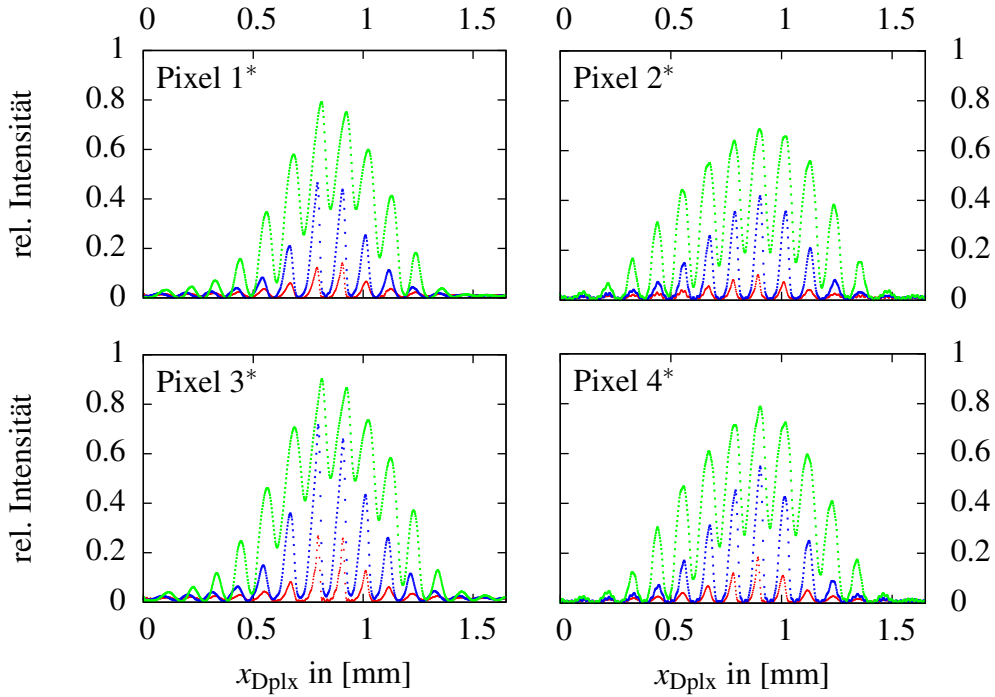


Abbildung 5.18: Gezeigt sind Diplexer-Scans für $\varphi_{\text{Dplx}} = 20^\circ$ (rot), $\varphi_{\text{Dplx}} = 40^\circ$ (blau) und $\varphi_{\text{Dplx}} = 60^\circ$ (grün) auf den Pixeln der alternativen Konfiguration (s. Tab. 5.5).

5.3.2 Das Transmissionsverhalten des tcFPIs

Optische Achse

Die Empfänger-Rauschtemperatur T_{rec} ist ein Maß für die Empfindlichkeit des Empfängers (s. Kap. 2.1). Sie ist somit auch ein Maß für das Transmissionsverhalten des tcFPIs.

Mit Hilfe eines digitalen Fourier-Transformations-Spektrometers (DFTS) kann die ZF-Leistung des HEBs und somit die Empfänger-Rauschtemperatur T_{rec} spektral aufgelöst werden.

Für diese Messung ist der Zustand des HEBs wichtig. Die am tcFPI reflektierte LO-Leistung legt bei einer bestimmten Bias-Spannung U_{Bias} den Bias-Strom I_{Bias} fest. Dies wird als Bias-Punkt auf der IU-Kennlinie des HEBs bezeichnet. Da die Messung mit dem DFTS wenige Sekunden in Anspruch nimmt, muss der Zustand des HEBs und somit der Bias-Punkt während dieser Zeit konstant sein. Auch ein Wechsel von Hot-Load auf Cold-Load darf keinen Einfluss auf den Bias-Punkt haben. Dies ist bei einem HEB besonders problematisch, da das HEB als Bolometer den Temperaturunterschied zwischen Cold- und Hot-Load als zusätzliche Pump-Leistung registriert. Dies wird als “direct detection-Effekt“ bezeichnet.

Um diesen Effekt auszugleichen, muss die LO-Leistung nachgeregelt werden. Dies wird über eine Regel-Kette erreicht, die den Bias-Strom I_{Bias} misst und außerdem die LO-Leistung über eine an den LO angelegte Spannung $U_{\text{LO,att}}$ abschwächen kann. Ein konstanter Bias-Strom I_{Bias} wird erreicht, indem die Regelkette über die Spannung $U_{\text{LO,att}}$ auf Änderungen im Bias-Strom reagiert.

Weiterhin spielt die Position x_{Dplx} des Diplexers eine große Rolle. Zur Veranschaulichung ist mit der angesprochenen Regel-Kette ein Diplexer-Scan bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 8^\circ$ durchgeführt worden, bei dem neben dem Bias-Strom I_{Bias} auch die ZF-Leistung P_{ZF} für eine Hot-Load über das Powermeter zwischen 0 GHz und 1.5 GHz aufgenommen worden ist. Abb. 5.19 zeigt das Resultat.

Im Gegensatz zu den vorherigen Diplexer-Scans aus Kap. 5.3.1 ist der LO bei dieser Messung weder moduliert worden, noch ist das HEB aufgeheizt worden. Der Bias-Strom I_{Bias} ist direkt aufgenommen worden. Dadurch entsteht ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zwischen LO-Leistung und Bias-Strom: Je kleiner der Bias-Strom, desto größer die LO-Leistung. Durchfährt der Diplexer ein LO-Maximum, so führt die Regel-Kette ab einem bestimmten Bias-Strom zu einer konstanten LO-Leistung und somit auch zu einem konstanten Bias-Strom.

In diesem Bereich des konstanten Bias-Stroms ist der Verlauf der ZF-Leistung besonders interessant. An den Rändern steigt die ZF-Leistung deut-

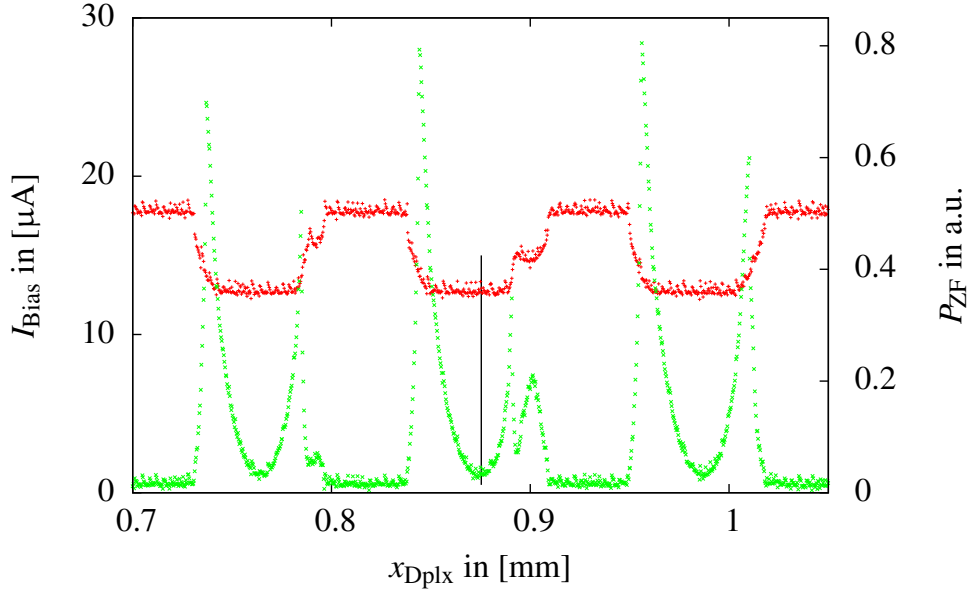


Abbildung 5.19: Ein Diplexer-Scan auf der optischen Achse für $\varphi_{Dplx} = 8^\circ$. Gezeigt ist der aufgenommene Bias-Strom I_{Bias} (rot), der durch eine Regelschleife am LO im gepumpten Bereich konstant gehalten wird. Außerdem ist die ZF-Leistung P_{ZF} (grün) zu sehen, die im Band von 0 GHz bis 1.5 GHz für eine Hot-Load im Signal-Port des tcFPIs aufgenommen worden ist. Die vertikale Linie deutet die Diplexer-Position an, auf der nachfolgend Messungen zur Rauschtemperatur des Empfängers durchgeführt worden sind.

lich an und bildet in der Mitte dieses Bereiches ein ausgeprägtes Minimum, das über dem Null-Level der ZF-Leistung im ungepumpten Zustand des HEBs liegt.

Erklärbar ist dieses Phänomen, wenn die LO-Leistung spektral nicht rein ist. Neben der Hauptfrequenz kommen dann weitere Komponenten im Spektrum des LOs vor, die im Verhältnis zur Hauptfrequenz sehr leistungsarm sind und als LO-Rauschen bezeichnet werden können. An den Rändern ist die Weglänge innerhalb des Diplexers noch nicht optimal auf die Hauptfrequenz des LOs abgestimmt. Der Bandpass, den der Diplexer für den LO darstellt, lässt dann das Rauschen des LOs ungefiltert zum HEB durch, wo es als ZF-Leistung umgesetzt werden kann. Die optimale Position des Diplexers ist im Minimum der ZF-Leistung, wo das Rauschen des LOs durch den Bandpass zum Großteil gefiltert wird.

Messungen, die nicht im Minimum der ZF-Leistung durchgeführt werden, weisen nicht nur eine wesentlich schlechtere Rauschtemperatur auf, sondern sind auch oft nicht reproduzierbar, was auf zeitliche Instabilitäten im System zurückzuführen ist.

Es stellt sich im weiteren Verlauf heraus, dass dieses LO-Rauschen, welches auch in den DFTS-Messungen zu sehen ist, mit zunehmender Finesse abnimmt. Die Finesse verkleinert den Bandpass für den LO, so dass die Filterfunktion des Diplexers immer stärker zum Tragen kommen kann.

Anschließend an die Diskussion in Kap. 3.1 kann diese Rauschunterdrückung des tcFPIs bei einem stark rauschenden LO ein großer Vorteil gegenüber einem Leistungs-Strahlteiler sein. Der Bandpass des Strahlteilers ist sehr breit und kann nicht auf eine gegebene Frequenz eingestellt werden, so dass hier das LO-Rauschen die spektrale Empfindlichkeit des Empfängers verschlechtern kann.

In Abb. 5.19 fällt weiterhin auf, dass sich die Maxima der ZF-Leistung deutlich in der Höhe unterscheiden. Dies ist womöglich auf ein spektral asymmetrisches Rauschverhalten des LOs zurückzuführen.

Für eine Untersuchung des Rauschens eines 490 GHz-LOs wird auf [54] verwiesen.

Abb. 5.20 zeigt die spektrale Rauschtemperatur T_{rec} , die im Diplexer-Minimum der ZF-Leistung aufgenommen worden ist.

Es sind insgesamt fünf Maxima zu erkennen, deren Positionen in Tab. 5.7 aufgeführt sind. Es wird in Erinnerung gerufen, dass der freie Spektralbereich des Diplexers etwa 3 GHz beträgt. Die Maxima sind daher nicht als Interferenzmaxima zu verstehen, ihr Auftauchen wird im weiteren Verlauf diskutiert.

Der Verlauf der Rauschtemperatur T_{rec} ist außerhalb der Maxima zwischen 1 GHz und 2 GHz als flach zu betrachten. In diesem Bereich nimmt die Rauschtemperatur Werte zwischen 1000 K und 2000 K an, wobei die niedrigsten Werte bei etwa 1 GHz auftreten. Mit von dort aus steigender Frequenz ν_{ZF} nimmt auch die Rauschtemperatur stetig zu. Dieser Anstieg kann mitunter durch den einsetzenden Bandpass des HEBs erklärt werden.

Bei $\nu_{\text{ZF}} \approx 3$ GHz wird erwartet, dass das nächste Transmissionsminimum durch einen rapiden Anstieg der Rauschtemperatur zu sehen ist. Abb. 5.20 zeigt aber, dass die gemessene Rauschtemperatur bei dieser Frequenz ein Minimum von etwa 3000 K aufweist. Zur Erklärung dieses Widerspruches wird auf Kap. 2.4.2 verwiesen. Dort ist gezeigt worden, dass durch eine hohe Absorption in den Transmissionsminima des FPIs der Wert 0 nicht erreicht

U_{Bias}	I_{Bias}	φ_{Dplx}	x_{Dplx}	ν_{LO}	$U_{\text{LO,att}}$	T_{HEB}
0.8mV	25 μ A	8°	0.875mm	1899GHz	0.942V	4.2K

Tabelle 5.6: Die Einstellungen, bei denen die Hot-Cold-Messung aus Abb. 5.20 aufgenommen worden ist.

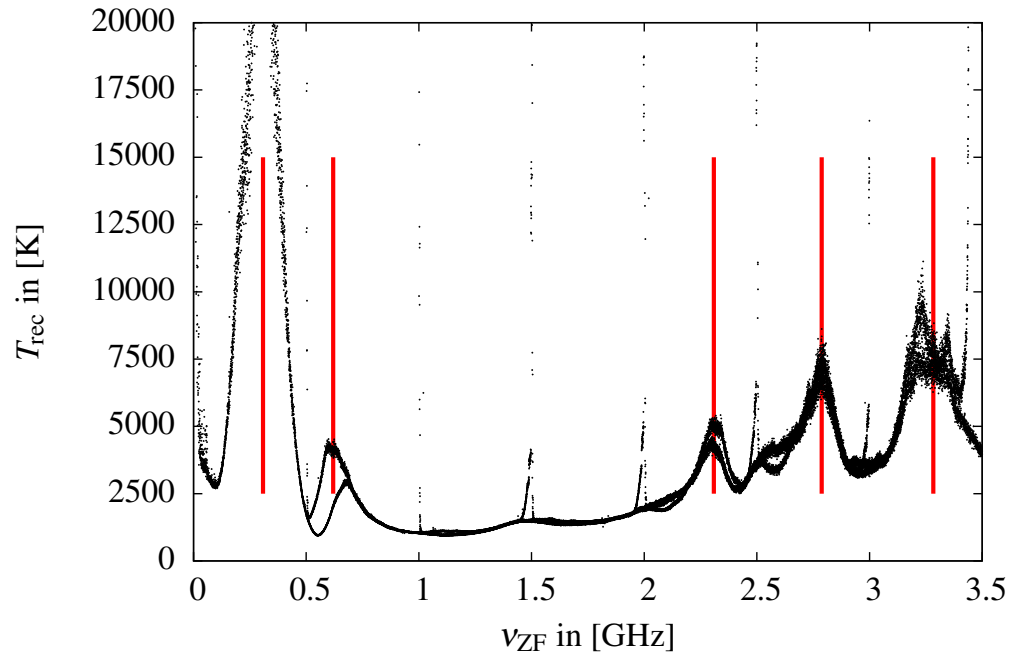


Abbildung 5.20: Die Empfänger-Rauschtemperatur T_{rec} für eine Hot-Cold-Messung mit den Einstellungen aus Tab. 5.6. Da das DFTS nur ein 1.5 GHz breites Band verarbeiten kann, setzt sich die Messung aus sechs Einzelmessungen zusammen. Jede Einzelmessung deckt ein Band von 1.5 GHz ab. Die Einzelmessungen sind bei 0 GHz beginnend im Abstand von 0.5 GHz durchgeführt worden. Die Bandränder sind daher alle 0.5 GHz zu sehen. Die vertikalen Linien zeigen die Positionen der LO-Rausch-Maxima, die Werte für diese Positionen sind in Tab. 5.7 aufgelistet.

wird. Das Signal der Hot-Cold-Load wird somit zwar abgeschwächt, aber nicht vollständig ausgelöscht, so dass das Transmissionsminimum kaum zu sehen ist.

Um die auftauchenden Maxima in der Rauschtemperatur näher zu untersuchen, sind weitere Messungen bei unterschiedlichen Winkeldifferenzen φ_{Dplx} zwischen den Diplexer-Gittern durchgeführt worden. Diese Messungen sind in Abb. 5.21 dargestellt.

Alle Messungen haben gemeinsam, dass die Werte für die Rauschtemperatur T_{rec} in einem Bereich um $\nu_{\text{ZF}} = 1.5 \text{ GHz}$ auf ein Minimum von etwa

Nr.	1	2	3	4	5
ν_{ZF}	0.31 GHz	0.62 GHz	2.31 GHz	2.79 GHz	3.28 GHz

Tabelle 5.7: Die Positionen der fünf erkennbaren LO-Rausch-Maxima in der ZF-Frequenz ν_{ZF} .

φ_{Dplx}	U_{Bias}	I_{Bias}	x_{Dplx}	$U_{\text{LO,att}}$
0°	0.8mV	25 μ A	0.879mm	0.860V
8°	0.8mV	25 μ A	0.875mm	0.942V
20°	0.8mV	25 μ A	0.869mm	1.146V
30°	0.8mV	25 μ A	0.867mm	1.300V

Tabelle 5.8: Die Einstellungen im System für die Empfindlichkeitsmessungen aus Abb. 5.21. Die Frequenz des LOs war $\nu_{\text{LO}} = 1899$ GHz, die Temperatur des HEBs war $T_{\text{HEB}} = 4.2$ K.

2000 K sinken. Dieser Bereich wird mit sinkender Winkeldifferenz φ_{Dplx} breiter.

Die in Tab. 5.7 aufgeführten Positionen für die Maxima der Rauschtemperatur bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 8^\circ$ sind in Abb. 5.21 eingezeichnet. Die Maxima tauchen bei allen vier Winkeldifferenzen auf. Weiterhin nimmt sowohl die Höhe als

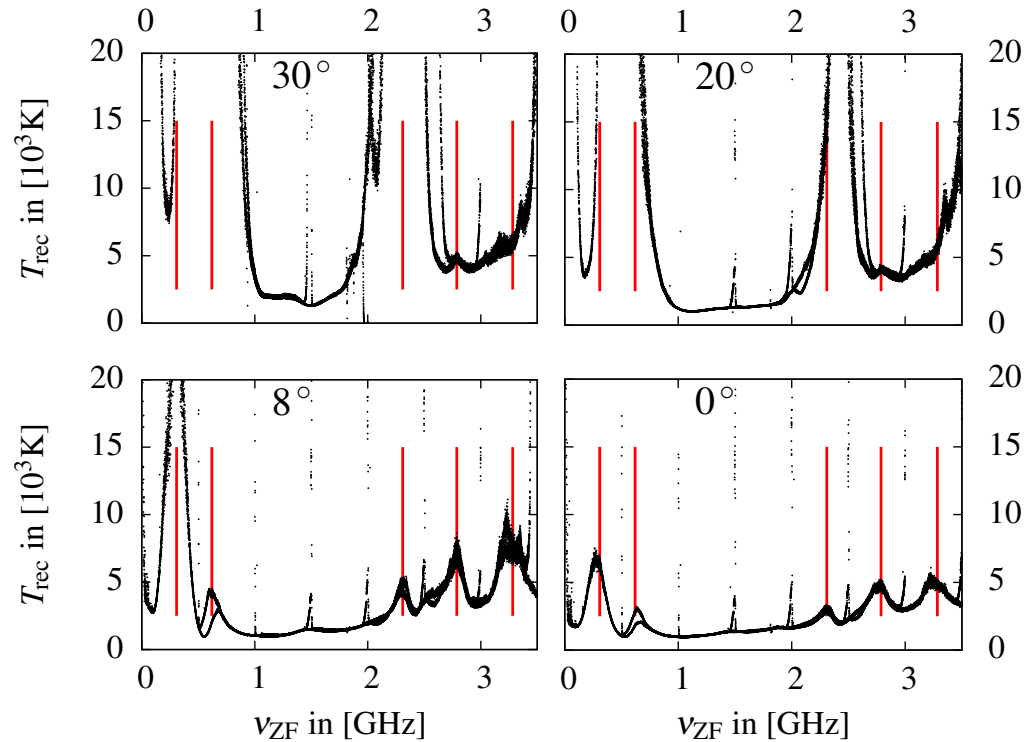


Abbildung 5.21: Die Empfänger-Rauschtemperatur T_{rec} für die Winkeldifferenzen $\varphi_{\text{Dplx}} = 30^\circ, 20^\circ, 8^\circ, 0^\circ$. Die vertikalen Linien zeigen die Positionen der LO-Rausch-Maxima aus Abb. 5.20 an. Die Einstellungen, bei denen diese Messungen durchgeführt worden sind, sind Tab. 5.8 zu entnehmen.

auch die Breite der Maxima mit steigender Finesse ab. Aufgrund dieser Tatsache liegt die Vermutung nahe, dass ein Rauschen des LOs der Ursprung der Maxima ist. Denn durch eine Erhöhung der Finesse wird der Bandpass für den LO schmaler, so dass mehr Rauschbeiträge vom LO unterdrückt bzw. verringert werden.

Vier Pixel

Bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 8^\circ$ sind auf den vier Pixeln, deren Koordinaten in Tab. 5.4 aufgeführt sind, analog zur optischen Achse Empfindlichkeits-Messungen durchgeführt worden. Die erzielten Empfänger-Rauschtemperaturen T_{rec} sind in Abb. 5.22 dargestellt.

Auf allen vier Pixeln entspricht der Verlauf der Rauschtemperatur T_{rec} grundsätzlich dem Verlauf auf der optischen Achse. Es ist ein breites Transmissionsmaximum zu erkennen, in dem Rauschtemperaturen um 1000 K erreicht werden.

Weiterhin sind die LO-Rausch-Maxima auf allen vier Pixeln erkennbar. Besonders auffällig ist aber, dass die Höhe und die Breite der Maxima durch das LO-Rauschen stark variiert. Auf Pixel 1 ist das LO-Rauschen kaum zu erkennen. Im Vergleich zur Messung bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 0^\circ$ auf der optischen Achse ergibt sich ein sehr flaches Band über dem gesamten Spektrum. Auch Pixel 3 und 4 zeigen weitaus weniger ausgeprägte LO-Rausch-Maxima. Lediglich Pixel 2 entspricht der Messung auf der optischen Achse.

Eine Begründung hierfür ist sicherlich in der Justage beim Umbau von der festen Diplexer-Halterung auf die zwei Verschiebetische zu suchen. Es kann beispielsweise spekuliert werden, dass der Winkel α , unter dem der Beam auf das hintere Diplexer-Gitter P_2 trifft, von Pixel zu Pixel stark variiert. Da die effektive Winkeldifferenz φ_{eff} nach Gl. 5.2 von α abhängt, kann sich das tcFPI trotz konstantem φ_{Dplx} leicht anders verhalten.

Weiterhin kann vermutet werden, dass die Koordinaten der optischen Achse nicht zu 100 % korrekt waren. Es ist außerdem zu berücksichtigen, dass eine Verschiebung in x-Richtung des Diplexers immer eine Rejustage

	Pixel 1	Pixel 2	Pixel 3	Pixel 4
x_{Dplx}	0.880 mm	0.875 mm	0.896 mm	0.855 mm
$U_{\text{LO,att}}$	0.907 V	0.566 V	0.781 V	0.823 V

Tabelle 5.9: Die Einstellungen im System für die Empfindlichkeitsmessungen aus Abb. 5.22. Die Diplexer-Positionen sind in Abb. 5.23 anhand von Diplexer-Scans veranschaulicht. Die Frequenz des LOs war $\nu_{\text{LO}} = 1899 \text{ GHz}$, die Temperatur des HEBs war $T_{\text{HEB}} = 4.2 \text{ K}$.

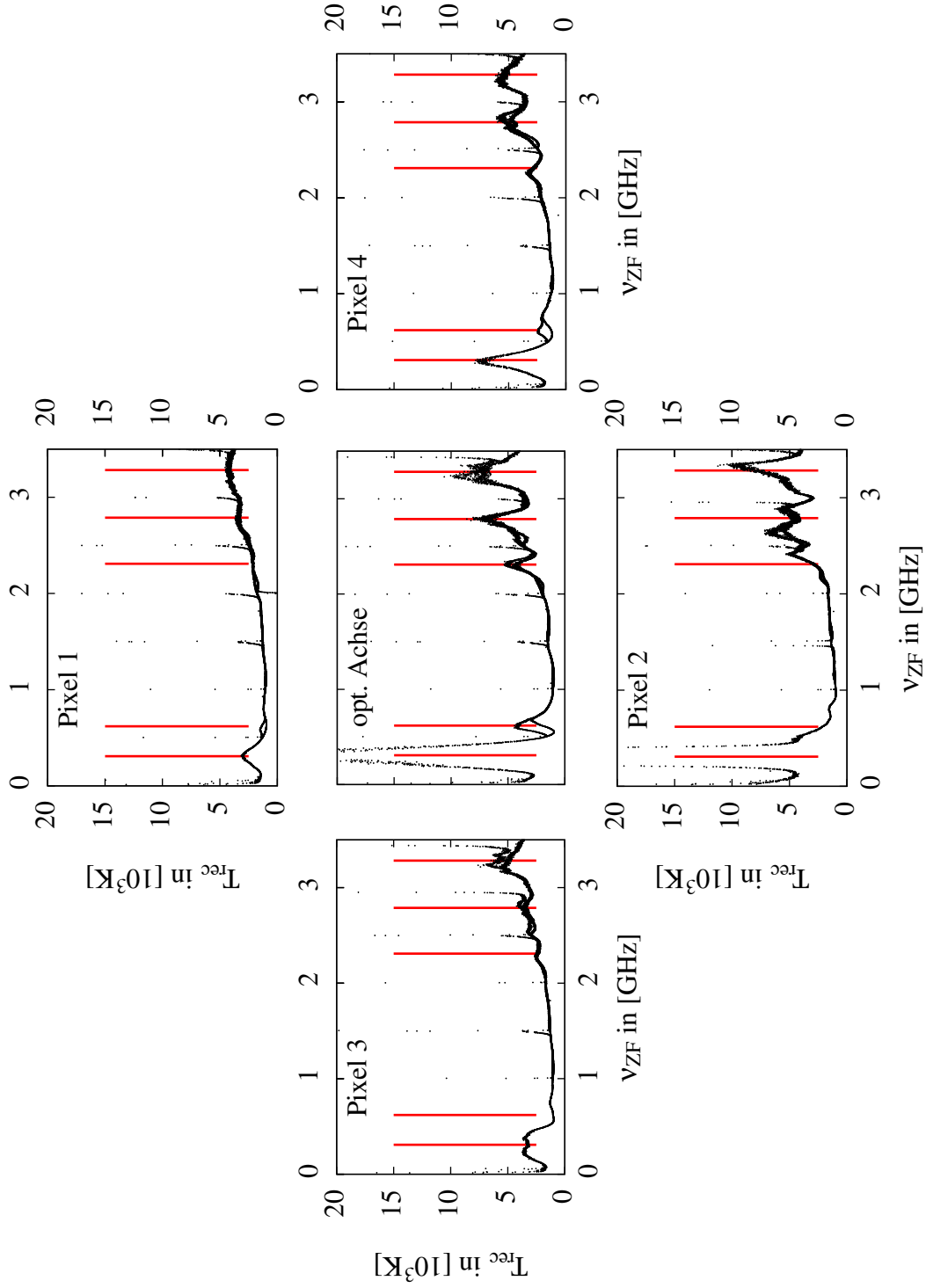


Abbildung 5.22: Die Empfänger-Rauschtemperaturen T_{rec} bei einer Winkeldifferenz $\varphi_{\text{Dplz}} = 8^\circ$ auf den vier Pixeln aus Tab. 5.4 und der optischen Achse. Die vertikalen Linien zeigen die Positionen der LO-Rausch-Maxima aus Tab. 5.7. Die Einstellungen, bei denen diese Messungen durchgeführt worden sind, sind Tab. 5.9 zu entnehmen.

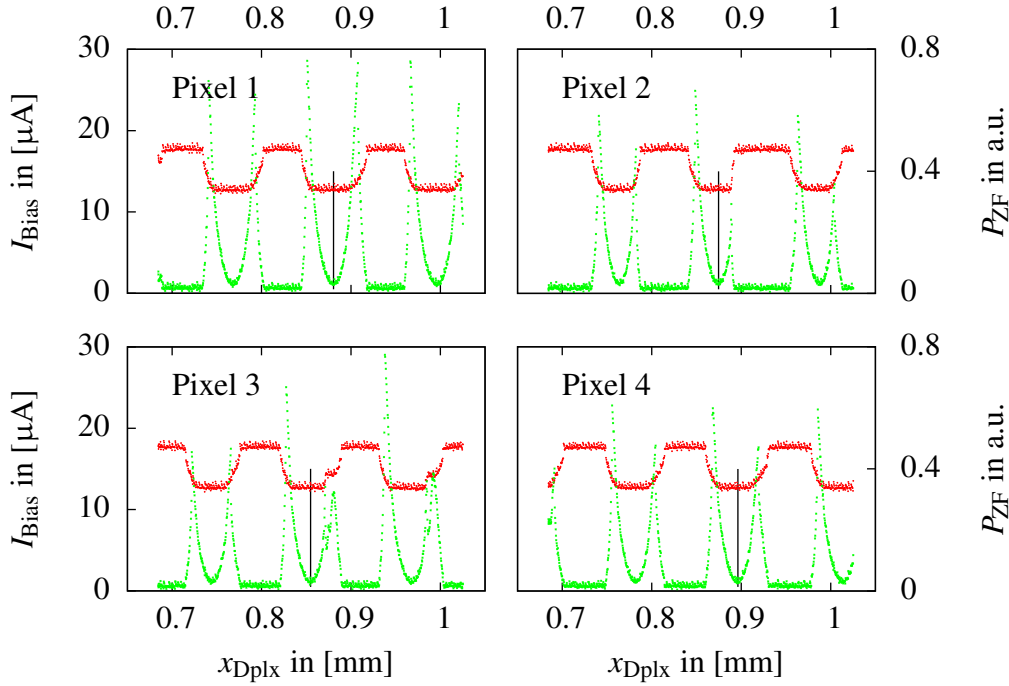


Abbildung 5.23: Die Diplexer-Scans auf den vier Pixeln analog zum Diplexer-Scan auf der optischen Achse aus Abb. 5.19. Die vertikalen Linien zeigen die Diplexer-Positionen, auf denen nachfolgend Empfindlichkeitsmessungen durchgeführt worden sind.

zwischen HEB und tcFPI erfordert. Es ist nicht klar, inwieweit dadurch die vorherige Justage reproduziert werden kann.

5.4 Fazit

Durch die stattgefundenen Messungen ist die Funktionsweise des 1.9 THz-tcFPIs als Array-Diplexer sichergestellt.

Die Diplexer-Scans auf der optischen Achse zeigen das erwartete Reflexionsverhalten. Die Verluste in der LO-Leistung steigen mit zunehmender Winkeldifferenz φ_{Dplx} stark an. Bei $\varphi_{\text{Dplx}} = 20^\circ$ treten Verluste von $\sim 70\%$ auf, die zum Teil auf die Absorption in der Laborluft und zum Teil auf eine fehlerhafte Justage zurückzuführen sind. Es ist daher zu betonen, dass eine fehlerfreie Justage enorm wichtig ist, um eine volle Funktionalität des tcFPIs zu erreichen. So sind zum Beispiel die gezeigten Ergebnisse erst erzielt worden, als die Kopplung zwischen Aufbau außerhalb und innerhalb des Dewars mit Hilfe der zwei kleinen Justagespiegelchen hergestellt werden konnte. Zur Verringerung der Absorption bietet sich ein Aufbau an, der außerhalb des

Dewars evakuiert werden kann.

Die Untersuchung der experimentellen Finesse F_{exp} , die aus der Winkeldifferenz φ_{Dplx} resultiert, führt zur Defekt-Finesse F_{def} . Es zeigt sich, dass extrem hohe Ansprüche an die Strahlteiler gestellt sind, um eine hohe Finesse F_{exp} zu erreichen. Die Strahlteiler müssen perfekt planparallel ausgerichtet sein und dürfen keine Oberflächenunregelmäßigkeiten aufzeigen. Dazu werden verlustfreie, qualitativ hochwertige Polarisationsgitter benötigt, die mit einer verbesserten Justagemethode parallel positioniert werden können.

Die Diplexer-Scans auf den Pixeln abseits der optischen Achse ähneln den Diplexer-Scans auf der optischen Achse. Für Pixel mit gleicher x-Koordinate sind die höchsten Reflexionsmaxima annähernd an der gleichen Position x_{Dplx} des Diplexers. Für Pixel mit unterschiedlicher x-Koordinate treten dagegen relativ große Abweichungen auf, die auf das erforderliche Nachjustieren zurückzuführen sind.

Die spektralen Empfindlichkeits-Messungen zeigen das Transmissionsverhalten des Diplexers. Es werden auf der optischen Achse und auf den Pixeln abseits der optischen Achse im ZF-Band von 1 GHz – 2 GHz abhängig von der Winkeldifferenz φ_{Dplx} Empfänger-Rauschtemperaturen von 1000 K – 2000 K gemessen. Da die quantitative Rauschtemperatur vom benutzten HEB abhängt, können keine genauen Aussagen über die Transmissionsverluste des tcFPIs getroffen werden.

Die Transmissionsmaxima werden mit steigender Finesse F_{exp} immer flacher und breiter, die Rauschunterdrückung des LOs durch den Diplexer nimmt zu.

In Bezug auf die Reflexionsverluste reichte die Leistung des 1.9 THz-STO-LOs im Labor bei kleinen Winkeldifferenzen gerade für ein einzelnes HEB aus. Um die Leistungsfähigkeit des tcFPIs als Array-Diplexer vollständig ausnutzen zu können, wird neben einem leistungsstarken und rauscharmen LO ein perfekt justierter Aufbau benötigt, der idealerweise evakuiert ist.

Im STO-Empfänger müssen die Diplexer abhängig von der zur Verfügung stehenden LO-Leistung und dem Bedarf an LO-Leistung der HEBs über die Winkeldifferenz φ_{Dplx} optimiert werden.

Als Fazit ist zu sagen, dass das tcFPI ein extrem herausforderndes und anspruchsvolles Instrument ist, das bei vollständig korrekter Handhabung eine enorm hohe Leistungsfähigkeit bietet.

Kapitel 6

Die Start-Vorbereitungen und der Flug von STO

In diesem Kapitel sollen die Arbeiten am STO-Empfänger in den USA und in der Antarktis vorgestellt werden.

Der zeitliche Ablauf der Arbeiten auf den verschiedenen Stationen ist in Tab. 1.1 dargestellt.

Zu den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tätigkeiten gehört die Integration der Empfänger-Optik in die übrigen Komponenten von STO und die Optimierung ihrer Funktion im Empfänger.

Der erste Schritt der Integration ist die Montage und die anschließende Justage der Optiken im Dewar-Insert. Um die Auswirkung der Gravitation auf den Dewar-Insert während des Fluges zu simulieren, ist eine Insert-Halterung entwickelt worden, mit der der Insert unter dem späteren Elevationswinkel gehalten werden kann. Diese Vorgänge sind in Kap. 6.1 geschildert.

Im Anschluss ist der Dewar-Insert mit der Optik in Tucson, AZ, im Dewar verbaut worden, so dass die ersten Abkühlversuche stattfinden konnten. Zur Charakterisierung der Abkühlversuche werden die IU-Kennlinien der HEBs präsentiert. Die weiteren Abkühlversuche auf den folgenden Stationen vervollständigen die Darstellung in Kap. 6.2.

Anhand von gepumpten IU-Kennlinien der HEBs wird die erzielte THz-Justage im folgenden Kap. 6.3 charakterisiert.

In Kap. 6.4 werden die durchgeführten Diplexer-Scans präsentiert und die auftretenden Probleme diskutiert.

Aufgrund des Scheiterns von verschiedenen Justagen, sind die aus dem Dewar austretenden Beams der HEB-Hörner vermessen und die Justage dementsprechend angepasst worden. Als Resultat ist eine modifizierte Halterung der Warmen Optik entstanden. Die Beam-Vermessung wird in Kap. 6.5 dargestellt.

Kap. 6.6 zeigt daraufhin die Ergebnisse der Empfindlichkeits-Messungen am Empfänger, die mit dieser modifizierten Halterung vor dem Start in der Antarktis erzielt werden konnten.

Den Abschluss bildet eine kurze Übersicht über das Geschehen während des Observationsfluges in Kap. 6.7.

6.1 Laser-Justierung der Optiken

Nach Kap. 4 besteht die Empfänger-Optik aus einer Warmen und einer Kalten Optik. Die Spiegelflächen in beiden Optiken sind in einem Zug auf der institutseigenen CNC-Fräsmaschine gefräst worden, so dass die innere Justage zwischen den Spiegeln durch die Maschinengenauigkeit sichergestellt ist. In weiteren, manuell durchgeführten Schritten sind die übrigen Justagen hergestellt worden. Dazu gehören einmal die Justage der jeweils zwei Polarisationsgitter der Diplexer und die Justage zwischen Kalter Optik und Warmer Optik im Dewar-Insert. Diese Justagen sind mit Hilfe eines Laser durchgeführt worden und sollen hier beschrieben werden.

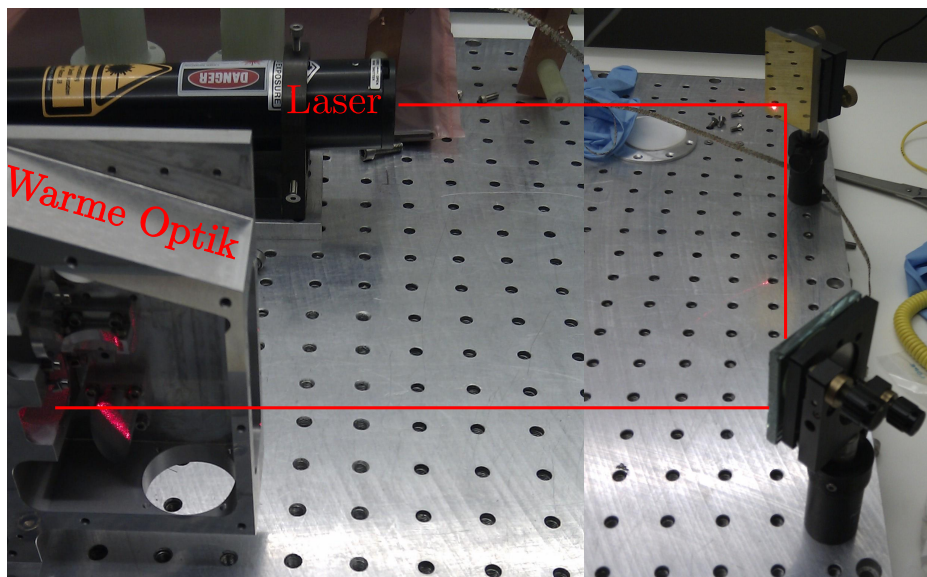


Abbildung 6.1: Der Aufbau zur Justage der Diplexer-Gitter. Der Laser wird über zwei Justagespiegel durch die seitliche Öffnung in die Warme Optik eingestrahlt. Der optische Abstand zwischen Laserapertur und Spiegelplättchen beträgt etwa 1.35 m. Die Apertur des Lasers besitzt einen Durchmesser von etwa 7 mm, die des Laserspots von etwa 2 mm. Die Justage kann daher in einer Größenordnung von etwa $6'$ genau durchgeführt werden.

Für die Justage der LO-Optiken ist die Benutzung eines Lasers nicht möglich gewesen. Stattdessen sind mechanische Anschlagskanten und die IU-Kennlinien der HEBs als Referenz genutzt worden. Da diese Art der Justage erst nach dem ersten Abkühlen des Dewars durchgeführt werden konnte und zudem grundverschieden von einer Laserjustage ist, wird erst in Kap. 6.3 auf sie eingegangen.

6.1.1 Diplexer-Justage

Köln

Nach Fertigstellung der Warmen Optik im I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln sind die Halterungen der Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,T}}$, die in den Abb. 4.7 und Abb. 4.26 dargestellt sind, parallel zu den Auflageflächen der Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ justiert worden. Die Durchführung dieser Justage entspricht dem in Kap. 5.2.1 beschriebenen Vorgang, bei dem die Diplexer-Gitter im Laboraufbau justiert worden sind. Abb. 6.1 zeigt den Justageaufbau.

Dieser Vorgang ist in Köln durchgeführt und auf den weiteren Stationen mehrmals kontrolliert worden.

6.1.2 Justage zwischen Warmer und Kalter Optik

Köln

Anfang April 2011, circa zehn Monate vor dem Start des Observationsfluges, ist der in Kap. 1.2 vorgestellte Dewar-Insert vom Steward Observatory in Tucson, AZ, zum I. Physikalischen Institut in Köln geschickt worden. In Köln ist nach der Ankunft die mechanische Kompatibilität zwischen der Empfänger-Optik und dem Dewar-Insert erfolgreich sichergestellt worden. In einem weiteren Schritt sind daraufhin die Warme Optik und die Kalte Optik im Dewar-Insert per Laser justiert worden. Dies hat sowohl dem Gewinn von ersten Erfahrungen im Justagevorgang als auch der Feststellung von ersten mechanischen Problemen gedient, die eine Justage verhindern könnten.

Für diesen Vorgang sind Hilfsspiegel hergestellt worden, die in den Strahlengang der Empfänger-Optik gebracht werden konnten. Sie sind in Abb. 6.2 dargestellt.

Bei der Durchführung der Justage haben sich mechanische Instabilitäten im Insert gezeigt, aufgrund derer die Warmfläche leicht gegenüber der Kaltfläche bewegt werden konnte. Eine korrekte Justage war so schwer herzustellen. Da sich der Insert im späteren Beobachtungsbetrieb unter dem

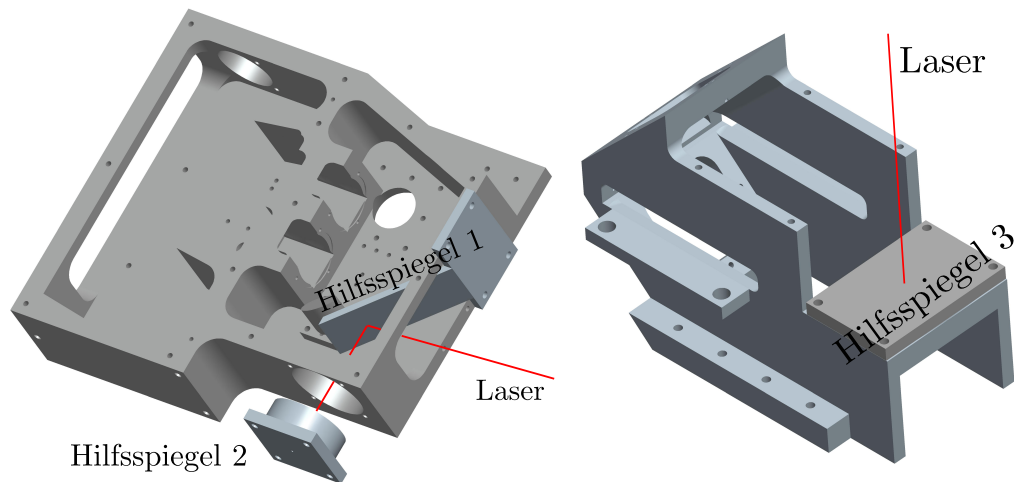


Abbildung 6.2: Links: Die Hilfsspiegel 1 und 2 in der Warmen Optik. Spiegel 1 legt den Laserstrahl, der durch die seitliche Öffnung in die Warme Optik eingestrahlt wird, in die Richtung der optischen Achse. Spiegel 2 dient als Referenz in der Apertur der Warmen Optik zur Kalten Optik hin. Seine Spiegeloberfläche steht senkrecht zur optischen Achse. Der Durchmesser von Spiegel 2 entspricht der Apertur der Warmen Optik, so dass eine Markierung in der Mitte von Spiegel 2 die Position der optischen Achse anzeigt.

Rechts: Hilfsspiegel 3 wird oberhalb des elliptischen Spiegels GT_2M_2 auf der Kalten Optik angebracht. Die äußeren Kanten der Kalten Optik dienen als Anschlagskanten, so dass die Markierung auf Spiegel 3 korrekt zur Kalten Optik positioniert ist. Über den Rückreflex von Spiegel 3 auf die Laserapertur wird die Kalte Optik in die korrekte Position justiert.

Elevationswinkel von etwa 45° befindet, kann die Gravitation durch die Instabilitäten die Kopplung zwischen Warmer und Kalter Optik beeinflussen.

Tucson, AZ

Im Mai 2011 hat der Zusammenbau des Dewars in Tucson, AZ, stattgefunden. Dazu ist der Dewar-Insert Ende April 2011 wieder zum Steward Observatory in Tucson, AZ, geschickt worden. Gleiches ist mit den Optiken und den restlichen Komponenten aus Köln geschehen.

Die in Köln hergestellte Justage zwischen Kalter und Warmer Optik ist aufgrund des getrennten Transports der Komponenten verloren gegangen und musste in Tucson wieder hergestellt werden.

Um die in Köln aufgetretenen Probleme zu mindern, ist in Tucson eine Hilfshalterung für den Insert gebaut worden. Mit Hilfe dieser Halterung

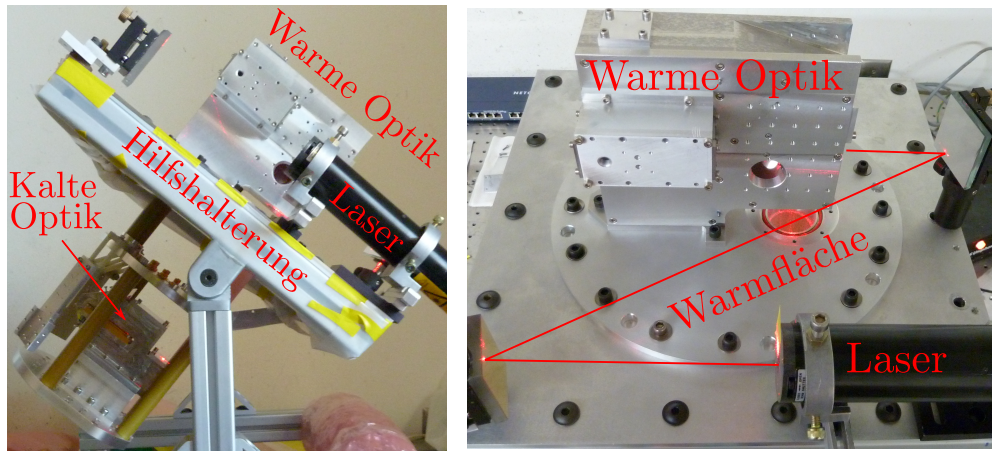


Abbildung 6.3: Die Hilfshalterung, mit der die Wirkung der Gravitation im Betriebsmodus simuliert wird. Die Rotationsachse der Halterung entspricht der späteren Elevationsachse des Teleskopes. Durch Schrauben wird der Winkel festgesetzt.

konnte die Auswirkung der Gravitation auf den instabilen Insert simuliert werden, indem der Dewar um 45° um die Elevationsachse rotiert gehalten werden konnte. Da der Dewar nach dem Zusammenbau nicht wieder geöffnet worden ist, ist so die endgültige Justage durchgeführt worden (s. Abb. 6.3).

Zur korrekten Justage sind der Kalten Optik dünne Kupfer-Streifen unterlegt worden. Da Kupfer durch eine hohe Wärmeleitfähigkeit gekennzeichnet ist, ist die thermische Verbindung zwischen der 4.2 K Kaltfläche des Dewar-Inserts und der Kalten Optik annähernd unbeeinträchtigt geblieben.

6.2 Abkühlversuche und IU-Kennlinien

In vielen kleinen Schritten ist der Dewar Ende Mai 2011 von amerikanischer Seite aus mechanisch und elektronisch zusammengebaut worden. Es sind mechanische Probleme bei der Anbringung der drei vorgesehenen, thermischen Verbindungen zwischen Helium-Tank des Dewars und der 4.2 K-Kaltfläche des Inserts aufgetreten. Dies hat dazu geführt, dass auf eine thermische Verbindung verzichtet werden musste.

Während des weiteren Zusammenbaus sind die jeweils vier HEBs an die beiden FPU's und die beiden FPU's an die Kalte Optik montiert worden. Um die HEBs nach dem Zusammenbau unterscheiden zu können, sind ihnen Nummern zugewiesen worden. Abb. 6.4 illustriert die Position des jeweiligen HEBs in der FPU.

Über diese Nummern oder Kanäle konnte die Elektronik später ein bestimmtes HEB ansprechen.

Tucson, AZ

Ende Juni 2011 hat der erste Abkühlversuch in Tucson stattgefunden. Zur Überwachung des Vorganges sind im Dewar und am Dewar-Insert mehrere Temperatur-Dioden angebracht worden. Abb. 6.5 zeigt den Temperaturverlauf während des Abkühlens. Die Endtemperaturen dieses Abkühlvorganges wie auch die der weiteren Vorgänge sind mit den zugehörigen, kritischen Strömen I_c der HEBs in Tab. 6.1 zusammengefasst.

Bei diesem Abkühlen hat die 4.2 K-Kaltfläche 6.1 K erreicht, die Endtemperatur der 1.4 THz-FPU hat bei etwa 8.1 K gelegen. Die Abweichungen zur Temperatur des flüssigen Heliums von 4.2 K haben vermutlich an der nicht perfekten, thermischen Anbindung zwischen Helium-Tank und Insert gelegen.

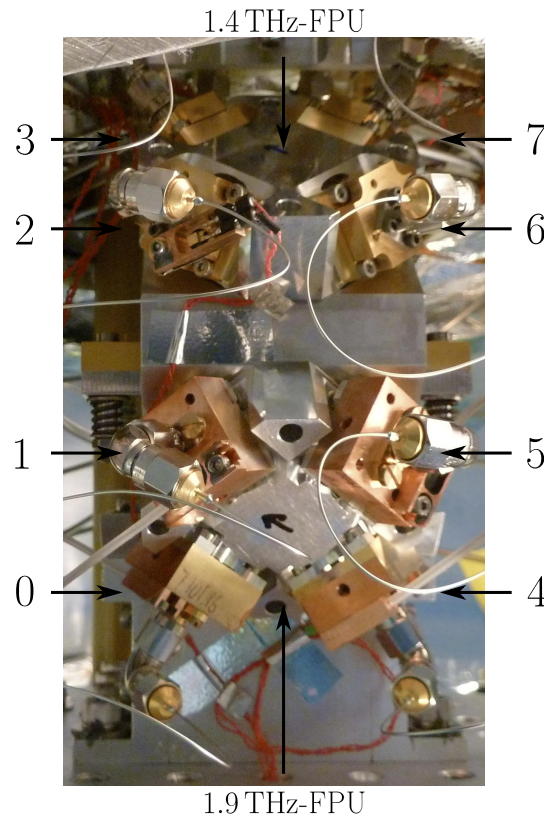


Abbildung 6.4: Die räumliche Zuordnung der Kanalnummern 0-7 auf die Beams der HEB-Hörner. Die 1.4 THz-FPU befindet sich oberhalb der 1.9 THz-FPU. Die Beams der Kanäle 0 und 3, 1 und 2, 4 und 7 und 5 und 6 werden vom Polarisationsgitter P_{kalt} überlagert. Die Pfeile auf den FPUs zeigen die Polarisationsrichtung der austretenden Beams an.

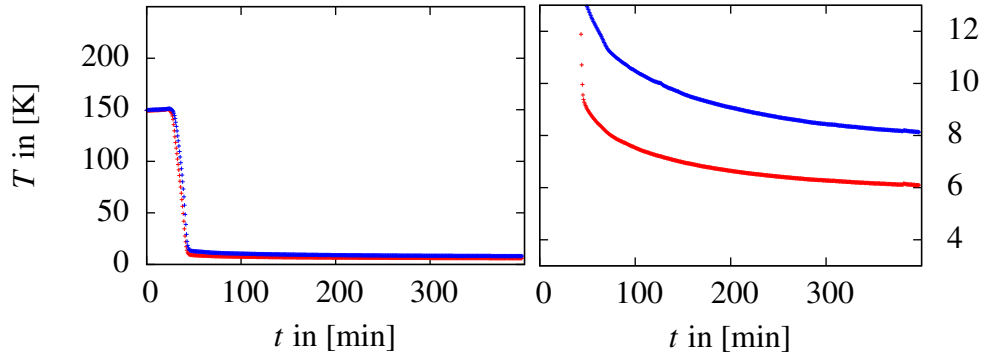


Abbildung 6.5: Der Temperaturverlauf der Dioden im Dewar-Insert in Tucson, AZ. Dargestellt ist die 4.2 K-Kaltfläche (rot) und die 1.4 THz-FPU (blau). Die Temperatur-Diode für die 1.9 THz-FPU war zu diesem Zeitpunkt noch nicht funktionsfähig. Die rechte Abbildung zeigt den Temperaturverlauf im Bereich 4 K bis 12 K in höherer Auflösung.

Zum Abschluss des Abkühlens konnten erste IU-Kennlinien der kalten HEBs aufgenommen werden, die in Abb. 6.6 dargestellt sind.

Zunächst ist zu erkennen, dass Kanal 3 eine offene Verbindung anzeigt. Während des Zusammenbaus oder des Abkühlens ist offenbar die elektrische Verbindung mit einem der 1.4 THz-HEB verloren gegangen.

Die übrigen IU-Kennlinien der 1.4 THz-HEBs ähneln einem Ohm'schen Widerstand. Es liegt die Vermutung nahe, dass mit 8.1 K die kritische Temperatur der HEBs nicht erreicht worden ist und so keine Hysterese aufgetreten ist. Spätere Messungen in Palestine haben gezeigt, dass das Potentiometer für die 1.4 THz-HEBs nicht weit genug ausgefahren worden ist. Da während der Zeit in Tucson die abfallende Bias-Spannung an den 1.4 THz-HEBs noch nicht gemessen werden konnte, ist dieser Fehler nicht erkannt worden.

Auch der 1.9 THz-Kanal 4 stellt einen Ohm'schen Widerstand dar. Spätere Messungen haben hier gezeigt, dass in der elektronischen Verbindung zum HEB ein Serienwiderstand gewesen ist, der zum Beispiel durch eine mangelhafte Lötstelle hervorgerufen werden kann. Durch den Serienwiderstand sind die Eigenschaften des HEBs als Detektor so stark gesunken, dass er im Grunde unbrauchbar geworden ist.

Währenddessen weisen die Kanäle 0, 1 und 5 der 1.9 THz-HEBs das typische hysteretische Verhalten eines HEBs auf. Da die IU-Kennlinien nur in eine Richtung durchlaufen worden sind, ist aufgrund der Hysterese eine Asymmetrie bezüglich des Nullpunktes zu erkennen. Als kritischer Strom I_c wird daher der größte Wert auf dem supraleitenden Ast bezeichnet. Der kritische Strom I_c zeigt für alle drei Kanäle im Vergleich zu Labormessungen, bei denen in Köln 4.2 K erreicht worden sind, eine Differenz von mindestens

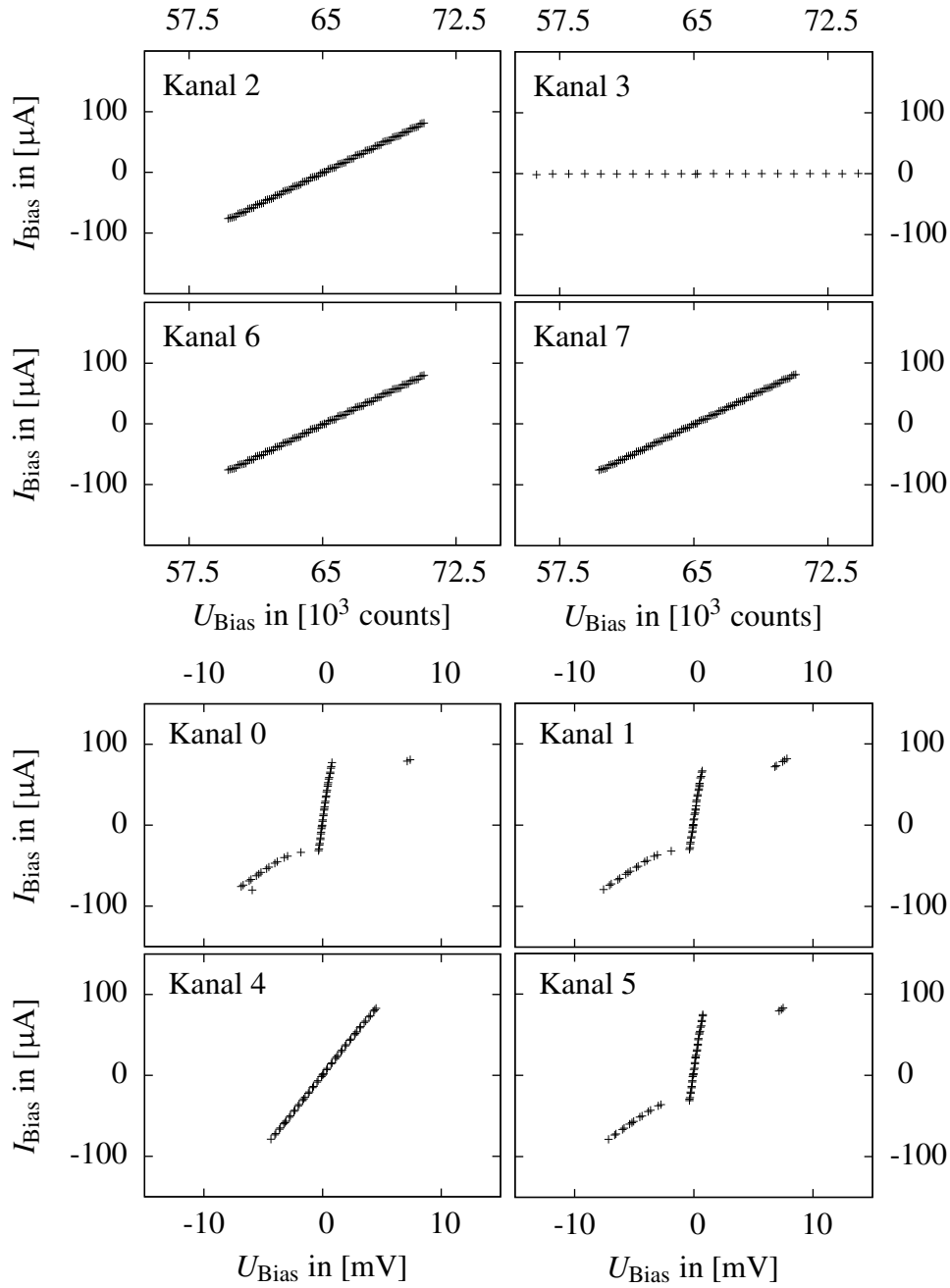


Abbildung 6.6: Die ungepumpten IU -Kennlinien der 1.4 THz-Kanäle (oben) und der 1.9 THz-Kanäle (unten) zum Abschluss des ersten Abkühlversuches in Tucson. Die Kanalnummern sind angegeben. Während die Bias-Spannung U_{Bias} der 1.9 THz-Kanäle ausgelesen werden konnte, ist für die 1.4 THz-Kanäle die Stellung des Potentiometers in der Bias-Elektronik angegeben. Die Bias-Spannung U_{Bias} wurde während der Messung nur in aufsteigender Richtung verändert.

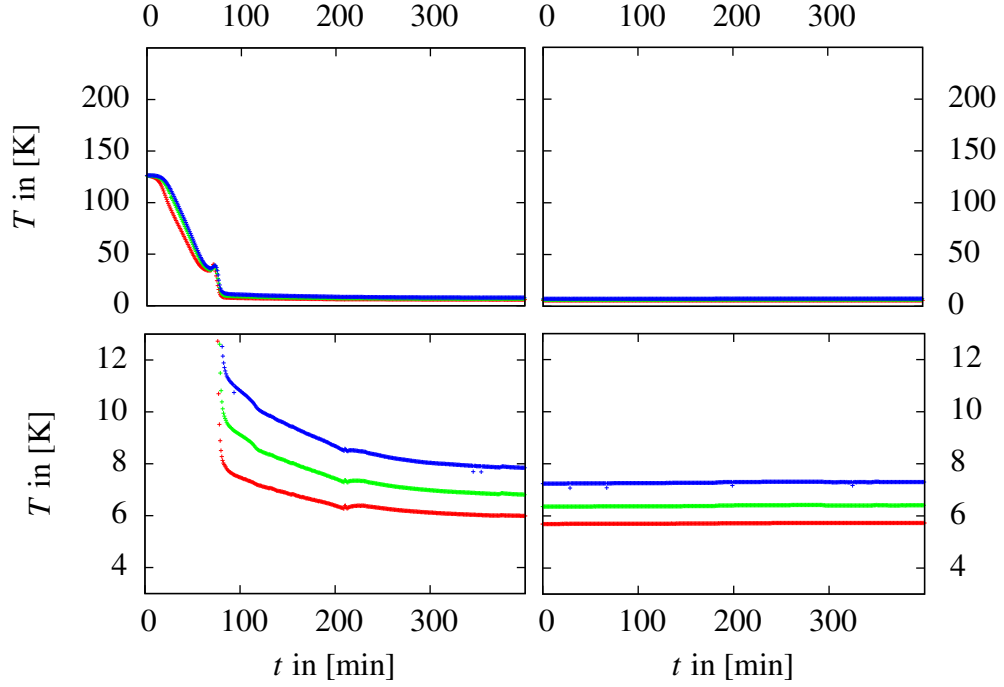


Abbildung 6.7: Der Temperaturverlauf der Dioden im Dewar-Insert während des Abkühlens in Palestine, TX, (links) und zwei Tage nach dem Abkühlen (rechts) in niedriger (oben) und hoher Auflösung (unten). Die 4.2 K-Kaltfläche ist rot, die 1.4 THz-FPU blau und die 1.9 THz-FPU grün dargestellt.

Kanal	0	1	5	2	6	7
$I_{c,4.2K}$	202.9 μ A	218.1 μ A	221.6 μ A	240 μ A	150 μ A	155 μ A
T_{AZ}				8.1 K		
$I_{c,AZ}$	77.5 μ A	66.9 μ A	74.8 μ A			
T_{TX}	6.4 K			7.3 K		
$I_{c,TX}$	96.9 μ A	96.6 μ A	101.3 μ A	159.9 μ A	106.5 μ A	95.9 μ A
T_{LDB}	7.5 K			8.2 K		
$I_{c,LDB}$	46.2 μ A	39.5 μ A		131.8 μ A	82.3 μ A	

Tabelle 6.1: Angegeben sind die kritischen Ströme I_c der einzelnen HEBs und die zugehörige Temperatur der jeweiligen FPU, die auf den verschiedenen Stationen des STO-Projektes gemessen worden sind. Als Referenz sind die kritischen Ströme I_c aufgeführt, die in den Laboren nach der Fabrikation der HEBs bei 4.2 K gemessen worden sind.

150 μA auf (s. Tab. 6.1). Daraus lässt sich schließen, dass auch die Temperatur der 1.9 THz-HEBs einige Kelvin oberhalb der 4.2 K liegen muss.

Palestine, TX

Der nächste Abkühlvorgang hat Anfang August 2011 in Palestine, TX, stattgefunden, bei dem auch die Temperatur-Diode für die 1.9 THz-FPU ausgelesen werden konnte.

Abb. 6.7 zeigt den Temperaturverlauf der drei Temperatur-Dioden während des Vorganges in Palestine. Die Temperatur der 4.2 K-Kaltfläche sinkt auf 5.8 K, die Temperaturen der FPU's sind Tab. 6.1 zu entnehmen.

Wie anhand der IU-Kennlinien der 1.9 THz-HEBs in Tucson vermutet worden ist, ist auch die 1.9 THz-FPU einige Kelvin von 4.2 K entfernt. Es zeigt sich aber, dass die 1.9 THz-FPU kälter wird als die 1.4 THz-FPU. Dies kann durch die unterschiedlichen räumlichen Abstände der FPU's zur 4.2 K-Kaltfläche beziehungsweise zum 140 K-Strahlenschild des Dewar-Inserts begründet werden (s. Abb. 6.4). Insgesamt liegen die Temperaturen unterhalb der Werte des ersten Abkühlens in Tucson.

Die IU-Kennlinien der kalten HEBs sind in Abb. 6.7 dargestellt.

Während die 1.4 THz-Kanäle in Tucson noch einem Ohm'schen Widerstand geglichen haben, ist die Hysterese jetzt deutlich ausgeprägt. Der hohe I_c des Kanals 2 steht im Einklang mit den Referenzwerten bei 4.2 K (s. Tab. 6.1).

Die IU-Kennlinien der 1.9 THz-Kanäle verhalten sich ähnlich zu den Messungen in Tucson. Durch die im Vergleich zum Abkühlen in Tucson tieferen Temperaturen ist der kritische Strom der 1.9 THz-HEBs leicht angestiegen. Die Differenz zum kritischen Strom bei 4.2 K beträgt aber immer noch etwa 135 μA .

Das Fehlverhalten der Kanäle 3 und 4 bleibt bestehen. Die IU-Kennlinie des 1.9 THz-Kanal 4 zeigt jetzt deutlich den Serienwiderstand in den Zuleitungen zum HEB. Kanal 3 ist weiterhin ohne elektrische Verbindung zum HEB.

Long Duration Balloon Facility, Antarktis

Anfang September 2011 ist der Dewar auf den Transport per Schiff in die Antarktis vorbereitet worden. Zur Vorbereitung hat die Evakuierung des Dewars gehört, um so ein schützendes Transport-Vakuum innerhalb des Dewars herzustellen.

Ende Oktober 2011 ist der Dewar in der Long Duration Balloon Facility (LDB) in der Nähe der McMurdo Station in der Antarktis angekommen. Eine

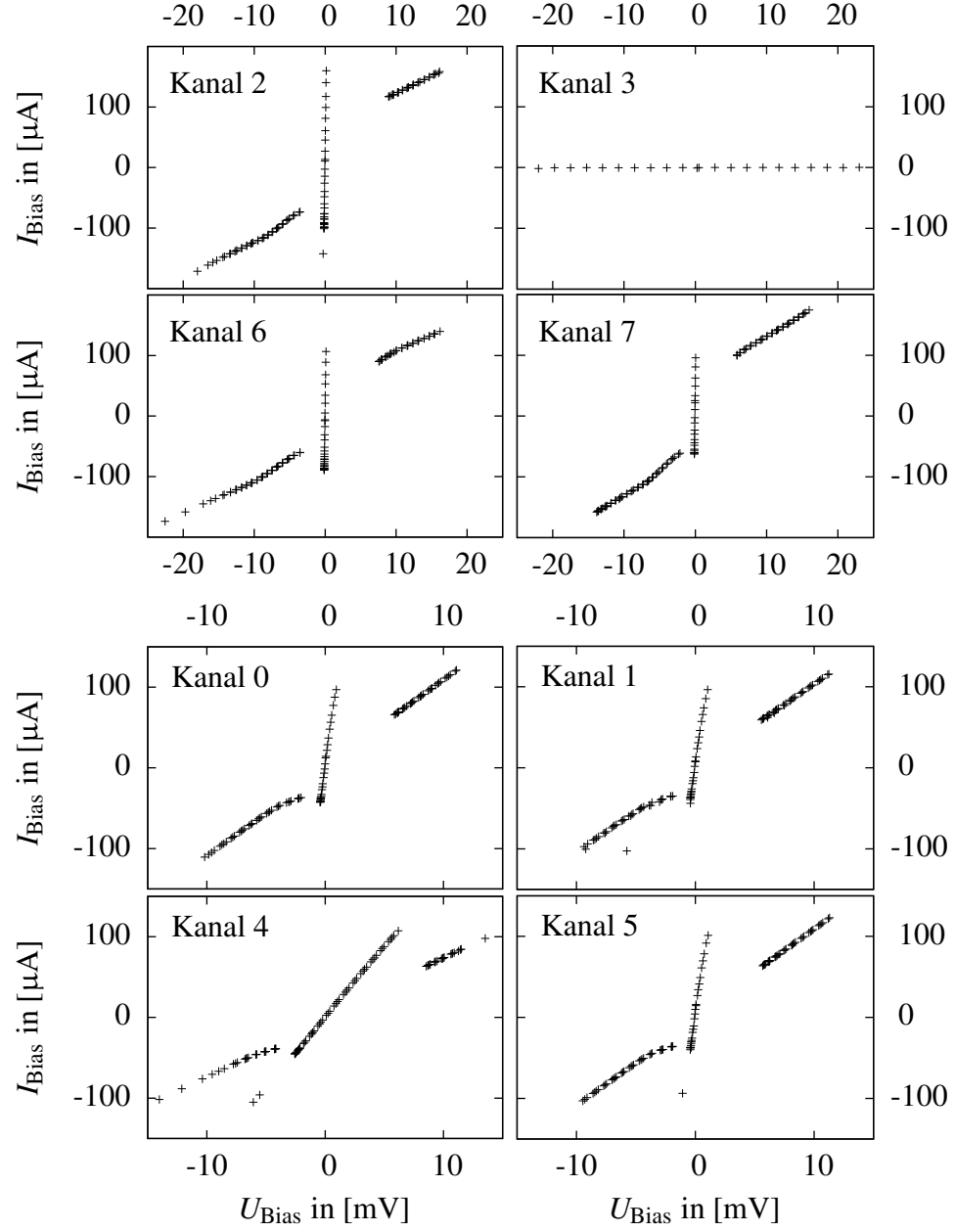


Abbildung 6.8: Die ungepumpten IU -Kennlinien der 1.4THz-Kanäle (oben) und der 1.9THz-Kanäle (unten) zum Abschluss des Abkühlens in Palestine. Die Kanalnummern sind in den Diagrammen angegeben. Die Bias-Spannung U_{Bias} wurde während der Messung nur in aufsteigender Richtung verändert.

erste Inspektion des Teams aus Tucson, AZ, hat gezeigt, dass das Transport-Vakuum verloren gegangen war. Weiterhin sind die ZF-Kabel der Kanäle 1 und 7 innerhalb des Dewars durchtrennt worden. An die HEBs konnte zwar eine Bias-Spannung angelegt werden, sie sind als Detektoren aber nicht mehr funktionsfähig gewesen.

Ende November 2011 ist ein Leck am Dewar aufgetreten, woraufhin sein Vakuum langsam verloren gegangen ist. Die Ursache für das Leck und die Frage, ob es während des Transports einen Unfall gegeben hatte, konnten nicht vollständig geklärt werden.

Die Arbeiten am Empfänger mussten durch das Leck für etwa zwei Wochen unterbrochen werden. Innerhalb dieser Zeit ist eine Spezialpaste aus den USA in die Antarktis nachgeschickt worden, mit der das Leck verschlossen werden konnte. Daraufhin ist der Dewar wieder evakuiert und abgekühlt worden. Die Darstellung hier beschränkt sich auf diesen letzten Abkühlvorgang vor dem Start.

Von diesem Vorgang sind nur die Werte der Endtemperaturen bekannt. Sie liegen bei 7.5 K für die 1.9 THz-FPU und bei 8.2 K für die 1.4 THz-FPU.

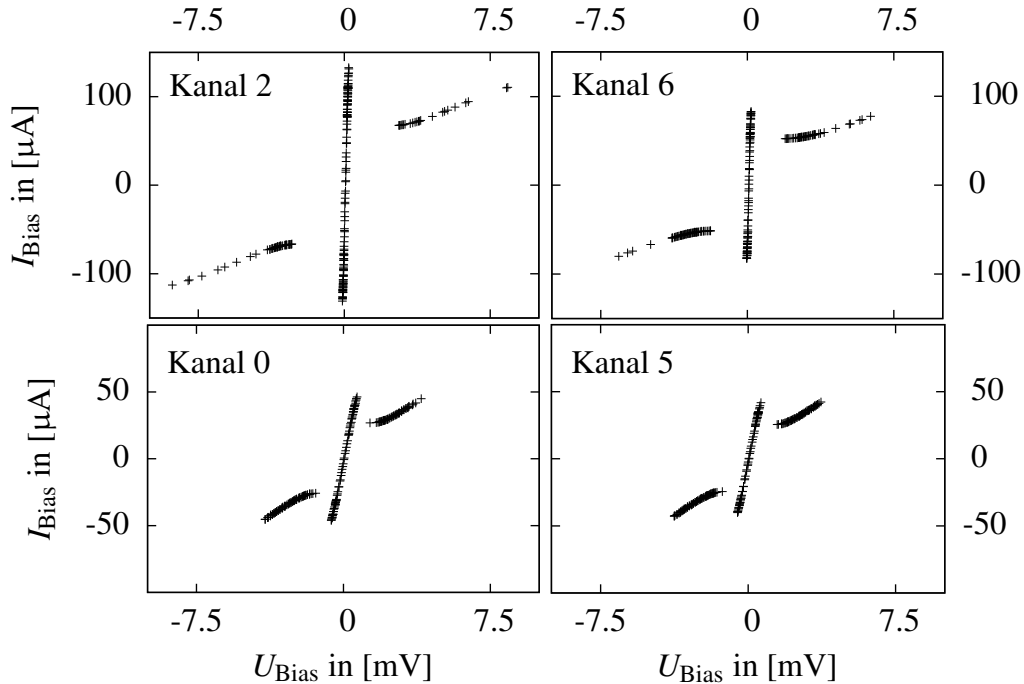


Abbildung 6.9: Die ungepumpten IU -Kennlinien der 1.4 THz-Kanäle 2 und 6 und der 1.9 THz-Kanäle 0 und 5 in LDB. Dieser Vorgang fand nach dem Auftreten des Lecks am Dewar statt. Die Bias-Spannung U_{Bias} ist sowohl in aufsteigender als auch in absteigender Richtung verändert worden.

Im Vergleich mit den zuvor erreichten Temperaturen sind dies die bisher höchsten Werte. Gründe hierfür sind mit hoher Wahrscheinlichkeit in den Vakuum-Problemen des Dewars zu suchen.

Abb. 6.9 zeigt die IU-Kennlinien der einsatzfähigen Kanäle 0, 2, 5 und 6. Die kritischen Ströme haben sich aufgrund der Temperaturzunahme verringert.

6.3 THz-Justage und gepumpte IU-Kennlinien

Tucson, AZ

Nach dem ersten Abkühlvorgang in Tucson sind die LO-Optiken auf der Warmen Optik montiert worden.

Die 1.9 THz-LO-Optik besitzt Anschlagkanten zur mechanischen Ausrichtung auf der Warmen Optik, so dass nach der Montage sofort LO-Leistung auf den IU-Kennlinien der 1.9 THz-Kanäle zu sehen war. Dazu ist das vordere Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ parallel zur Polarisation der einfallenden LO-Strahlung gedreht worden, so dass die LO-Leistung vom Diplexer-Gitter komplett reflektiert wird.

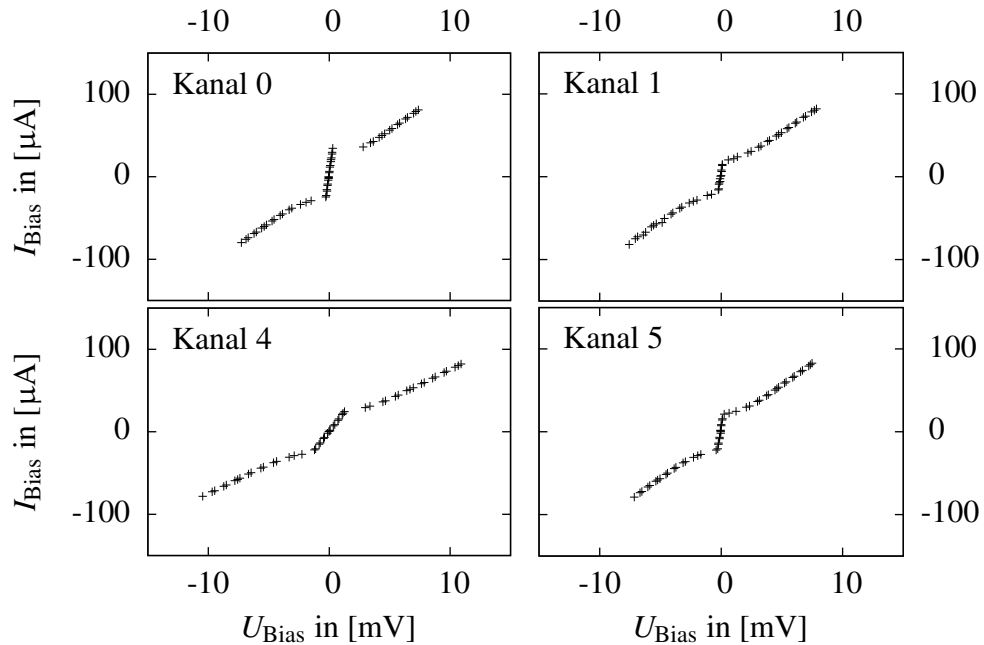


Abbildung 6.10: Die überpumpten IU-Kennlinien der 1.9 THz-Kanäle nach der Justage des 1.9 THz-LOs in Tucson für eine Ausgangsleistung von 2.55 dBm am Synthesizer des LOs.

Abb. 6.10 zeigt die IU-Kennlinien der 1.9 THz-Kanäle für einen Synthesizer-Pegel von 2.55 dBm. Ab einem Pegel von etwa 3.2 dBm verhalten sich die IU-Kennlinien in allen 1.9 THz-Kanälen ähnlich einem Ohm'schen Widerstand.

Im Vergleich zum Normalbetrieb des LOs, in dem der Pegel des Synthesizers 15.9 dBm beträgt, sind dies niedrige Pegel. Quantitative Informationen über den Zusammenhang zwischen Ausgangsleistung des LOs und Pegel des Synthesizers liegen nicht vor.

Es fällt auf, dass Kanal 0 bei gleichem Synthesizer-Pegel weniger LO-Leistung auf der IU-Kennlinie zeigt als die übrigen drei Kanäle. Die Ursache hierfür muss nicht unbedingt in einer mangelhaften Justage liegen. Es ist auch möglich, dass das HEB des Kanals 0 kälter ist als die übrigen drei HEBs und so mehr LO-Leistung benötigt, um das gleiche Pumplevel zu erreichen.

Aufgrund weiterer fehlender Beurteilungsmöglichkeiten ist angenommen worden, dass die Justage der 1.9 THz-Kanäle hinreichend gewesen ist. Erst nach der Durchführung von Diplexer-Scans, die im Kap. 6.4 thematisiert werden, konnten aussagekräftigere Urteile über die Justage gefällt werden. Die Tatsache, dass alle 1.9 THz-Kanäle überpumpt werden konnten, hat zu diesem Zeitpunkt für eine sichergestellte Justage gesprochen.

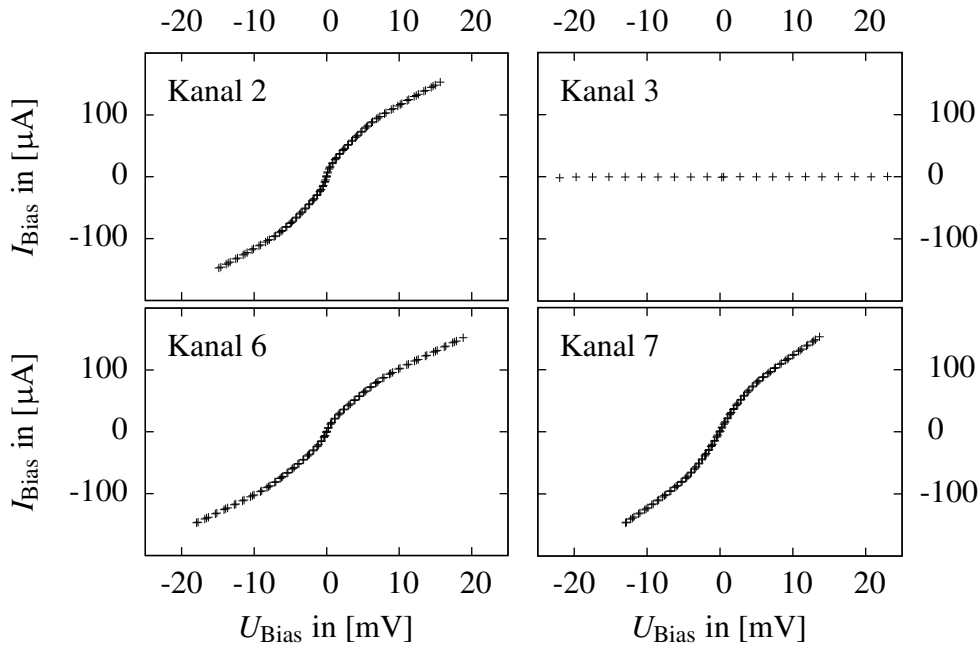


Abbildung 6.11: Die überpumpten IU-Kennlinien der 1.4 THz-Kanäle nach der Justage des 1.4 THz-LOs in Palestine. Die Bias-Spannung am Power-Amplifier des LOs beträgt $U_{PA} = 2$ mV.

Im Gegensatz zur 1.9 THz-LO-Optik hat sich für die 1.4 THz-LO-Optik keine Möglichkeit einer mechanischen Justage-Referenz geboten, da die optomechanischen Eigenschaften des 1.4 THz-LOs unbekannt gewesen sind. Da zudem die 1.4 THz-Kanäle nicht weit genug ausgefahren worden sind, um eine Justage anhand der IU-Kennlinien durchzuführen, ist es in Tucson bei einem erfolgreichen, mechanischen Montagetest der LO-Optik auf der Warmen Optik geblieben.

Palestine, TX

Erst in Palestine ist es möglich gewesen, die 1.4 THz-LO-Optik auf der Warmen Optik zu justieren. Dabei ist versucht worden, das Pumplevel auf den IU-Kennlinien der 1.4 THz-Kanäle zu maximieren. Das vordere 1.4 THz-Dilexer-Gitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ ist hierfür parallel zur Polarisation der LO-Leistung gedreht worden. Die resultierenden IU-Kennlinie sind in Abb. 6.11 dargestellt.

Die IU-Kennlinien zeigen, dass die LO-Leistung nicht ausreicht hat, um die HEBs in Sättigung zu pumpen. Weiterhin ist festzustellen, dass sich das Pumplevel der Kanäle ähnelt. Auch hier mussten weitere Tests abgewartet

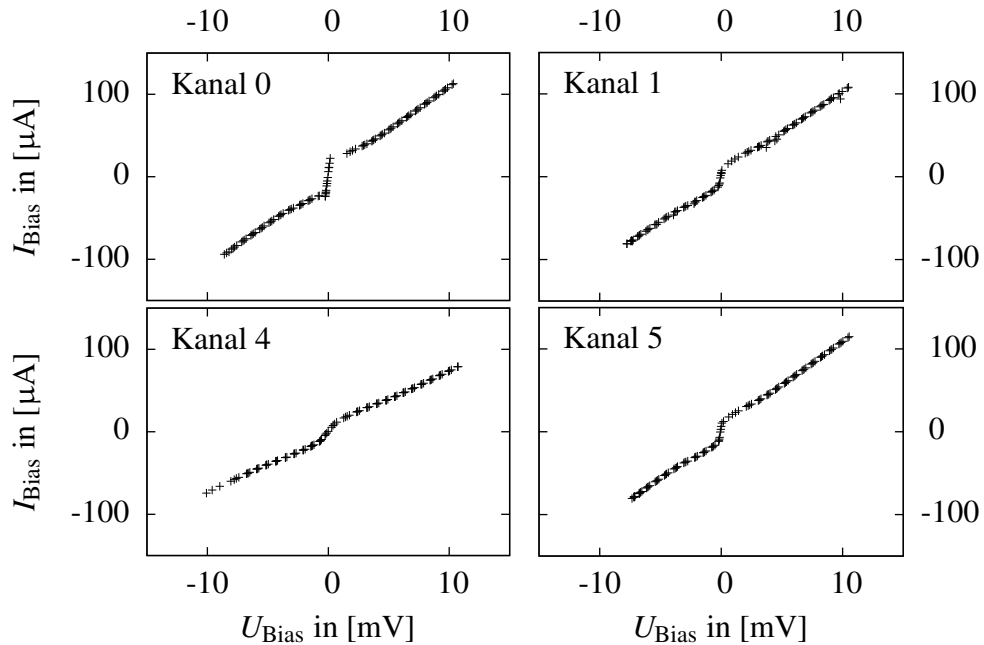


Abbildung 6.12: Die überpumpten IU-Kennlinien der 1.9 THz-Kanäle nach der Justage des 1.9 THz-LOs in Palestine für eine Abschwächer-Spannung von $U_{\text{LO,att}} = 1.8 \text{ V}$.

werden, bevor die Justage beurteilt werden konnte.

Da die LOs separat von der übrigen Optik von Tucson nach Palestine transportiert worden sind, musste die Justage der 1.9 THz-Kanäle wiederholt werden. Dies ist dank der mechanischen Referenzen erfolgreich verlaufen.

Abb. 6.12 zeigt die IU-Kennlinien der 1.9 THz-Kanäle. Analog zur Justage in Tucson weist auch hier die IU-Kennlinie des Kanals 0 weniger LO-Leistung auf, während sich die IU-Kennlinien der übrigen drei Kanäle ähneln.

6.4 Test der Optik anhand von Diplexer-Scans

Palestine, TX

In Palestine, TX, konnten die ersten Diplexer-Scans stattfinden. Diese Scans sind nicht nur nötig gewesen, um die Diplexer für die darauffolgenden Messungen der Rauschtemperaturen des Empfängers abzustimmen, sie haben außerdem auch als Methode gedient, die Justage der Optiken zu verifizieren.

Die Winkeldifferenzen $\varphi_{1.9\text{ THz}}$ und $\varphi_{1.4\text{ THz}}$ zwischen den Drähten der Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ und $P_{\text{Dplx,T}}$ waren zunächst auf 45° festgelegt worden. Es wird darauf hingewiesen, dass nach Kap. 4.5 $\varphi_{1.9\text{ THz}} = \varphi_{1.4\text{ THz}}$ gelten muss.

Um eine konstante Bias-Spannung U_{Bias} zu erreichen, ist jedem Kanal eine feste Potentiometer-Stellung zugewiesen worden. Die resultierenden Bias-Spannungen U_{Bias} könnten sich leicht unterscheiden. Aufgrund dieses Vorgehensweise ist sowohl der Bias-Strom I_{Bias} als auch die Bias-Spannung U_{Bias} während eines Diplexer-Scans aufgenommen worden.

Im Gegensatz zu den Labormessungen ist der LO bei den STO-Messungen nicht moduliert worden. Die HEBs sind außerdem nicht vorgeheizt worden (s. Kap. 5.3.1).

Der erste Diplexer-Scan für die vier 1.9 THz-Kanäle ist im Anschluss an die Justage der LO-Optiken in Palestine, TX, durchgeführt worden. Das Resultat dieses Diplexer-Scans ist in Abb. 6.13 präsentiert. Die Bias-Spannungen der Kanäle sind in Tab. 6.2 angegeben.

Zunächst ist zu erkennen, dass lediglich die Kanäle 1 und 5 eine Modulation in Abhängigkeit vom Verfahrensweg des Diplexers x_{Dplx} aufzeigen. Der Bias-Strom I_{Bias} der Kanäle 0 und 4 ist über den gesamten Verfahrensweg x_{Dplx} nahezu konstant.

Der Bias-Strom I_{Bias} verhält sich zudem im Übergang vom ungepumpten Zustand zum gepumpten Zustand der HEBs in gewissen Grenzen hystere-tisch. Die Bias-Spannung U_{Bias} der Kanäle 1 und 5 ähnelt sich. Während sie im gepumpten und ungepumpten Zustand näherungsweise konstant ist,

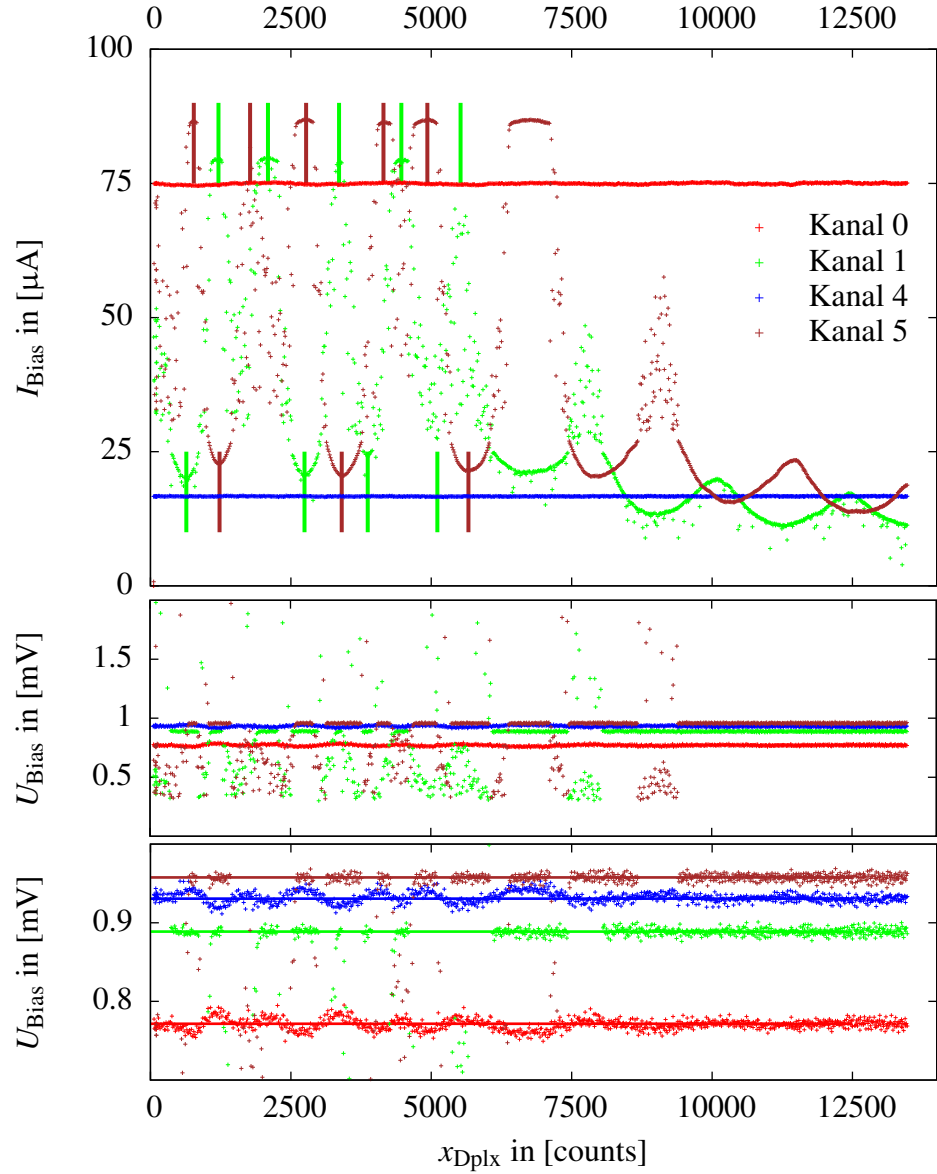


Abbildung 6.13: Oben ist der Verlauf des Bias-Stromes I_{Bias} der 1.9 THz-Kanäle in Abhängigkeit von der Position des 1.9 THz-Diplexers x_{Dplx} dargestellt. x_{Dplx} wird in counts des Piezo-Motors angegeben. Über den Zusammenhang zwischen counts und realem Verfahrweg des Diplexer-Gitters liegen keine Informationen vor. Die vertikalen Linien geben die Positionen der erkennbaren Extrema des Diplexer-Scans an.

Die unteren Diagramme zeigen den Verlauf der Bias-Spannung U_{Bias} während der Messung in verschiedenen Auflösungen. Der Mittelwert von U_{Bias} ist durch die Linien gekennzeichnet.

Kanal	0	1	4	5
U_{Bias}	0.77 mV	0.89 mV	0.93 mV	0.96 mV
I_{Bias}	74.88 μA		16.68 μA	

Tabelle 6.2: Die zweite Zeile gibt die Mittelwerte der Bias-Spannung U_{Bias} für die 1.9 THz-Kanäle während des Diplexer-Scans aus Abb. 6.13 außerhalb des hysteretischen Verhaltens an. Die dritte Zeile führt die Mittelwerte des Bias-Stroms I_{Bias} für die Kanäle 0 und 4 an.

weist sie eine deutlich hysteretische Variation im Übergang zwischen diesen Zuständen auf. Es zeigt sich außerdem, dass die Bias-Elektronik die Bias-Spannung auch im gepumpten Zustand der HEBs nur auf etwa ± 0.01 mV konstant halten kann.

Tab. 6.3 gibt die Stellen der erkennbaren Extrema der Kanäle 1 und 5 an. Dabei fällt auf, dass die Interferenzmuster um etwa 90° phasenverschoben sind. Die LO-Maxima des Kanals 1 fallen näherungsweise auf die LO-Minima des Kanals 5. Dieses Verhalten steht im Widerspruch zu den theoretischen Phasenberechnungen, die in Kap. 4.6.2 durchgeführt worden sind.

Es gibt weiterhin Anhaltspunkte, dass in den Kanälen 1 und 5 nicht alle Extrema zur vollen Ausprägung kommen. In Kanal 1 ist das LO-Maximum Nr. 2 nicht erkennbar. Auch ist im gleichen Kanal das LO-Maximum 5 nicht so ausgeprägt wie die übrigen LO-Maxima. Im Kanal 5 sind die LO-Maxima Nr. 2 und 4 nicht zu sehen. Der Bias-Strom I_{Bias} verläuft in den Bereichen, in denen die beiden LO-Maxima auftreten müssten, in der Hysterese.

Der Abstand benachbarter Extrema beträgt im Mittelwert

$$D_{1.9\text{ THz, TX}} = 1085 \text{ counts.} \quad (6.1)$$

Bei genauerer Untersuchung der Bias-Spannungen fällt auf, dass die Bias-

Nr.	Kanal 1 LO-Maximum	Kanal 5 LO-Minimum	Kanal 1 LO-Minimum	Kanal 5 LO-Maximum
1	640 counts	773 counts	1211 counts	1230 counts
2		1773 counts	2092 counts	
3	2744 counts	2772 counts	3359 counts	3406 counts
4	3868 counts	4148 counts	4466 counts	
5	5108 counts	4931 counts	5522 counts	5612 counts

Tabelle 6.3: Die Positionen der erkennbaren Extrema des Diplexer-Scans aus Abb. 6.13 für die Kanäle 1 und 5. Die Stellen der Extrema sind in Abb. 6.13 durch vertikale Linien in der entsprechenden Farbe gekennzeichnet.

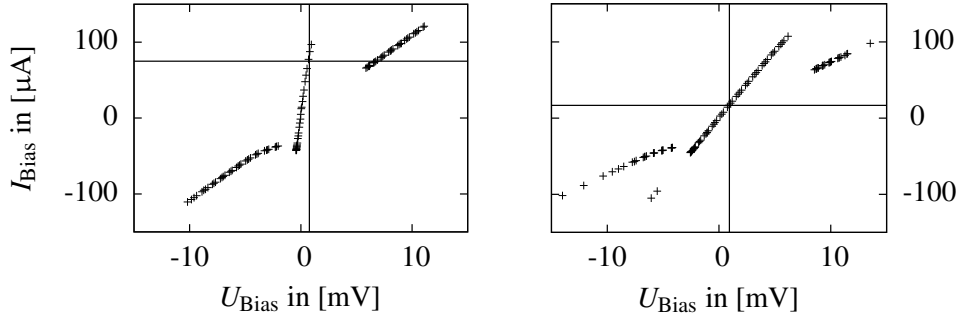


Abbildung 6.14: Die ungepumpten IU-Kennlinien der Kanäle 0 (links) und 4 (rechts) in Palestine. Die Linien geben die Bias-Punkte aus Tab. 6.2 für diese Kanäle an.

Spannungen der Kanäle 0 und 4 im Gegensatz zu den Bias-Strömen eine geringe Modulation aufweisen, die in Korrelation mit der Modulation in den Bias-Strömen der Kanäle 1 und 5 stehen.

Es gilt die Beziehung, dass eine höhere Bias-Spannung bei konstantem Bias-Strom eine höhere LO-Leistung bedeutet.

Unter Berücksichtigung dieser Beziehung ist zu erkennen, dass die Modulationen in den Kanälen 0 und 5 beziehungsweise in den Kanälen 1 und 4 jeweils in Phase sind. Die Ursache für dieses Phänomen ist unbekannt.

Der Symmetriepunkt x_{sym} des 1.9 THz-Diplexers liegt vermutlich im Bereich 1000 – 6000 counts. Für $x_{\text{Dplx}} > 7500$ counts nimmt die Höhe der Modulation der Kanäle 1 und 5 ab, während die LO-Leistung insgesamt aber zunimmt. Dieses Verhalten widerspricht den Erwartungen. Denn entweder nehmen sowohl Höhe der Modulation als auch gesamte LO-Leistung zu, weil sich das Diplexer-Gitter auf den Symmetriepunkt des Diplexers zu bewegt, oder LO-Leistung sowie die Höhe der Modulation nehmen gemeinsam ab, wenn sich das Diplexer-Gitter vom Symmetriepunkt entfernt. Die in Kap. 5.3.1 beschriebenen Diplexer-Scans bestätigen diese Erwartungen.

Für die nicht-modulierenden Kanäle 0 und 4 ist der Mittelwert des Bias-Stromes I_{Bias} in Tab. 6.2 angegeben. Abb. 6.14 zeigt an, dass die damit gegebenen Bias-Punkte näherungsweise auf den ungepumpten IU-Kennlinien der Kanäle 0 und 4 liegen. Die HEBs dieser Kanäle empfangen damit durch den Diplexer keine LO-Leistung, obwohl während des Justagevorganges in Reflexion am vorderen Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,Mx}}$ annähernd die gleiche LO-Leistung auf den IU-Kennlinien zu sehen war wie bei den Kanälen 1 und 5.

Analog zu den 1.9 THz-Kanälen ist ein weiterer Diplexer-Scan für die 1.4 THz-Kanäle durchgeführt worden. Abb. 6.15 zeigt das Resultat, die Bias-Spannungen sind in Tab. 6.4 aufgeführt.

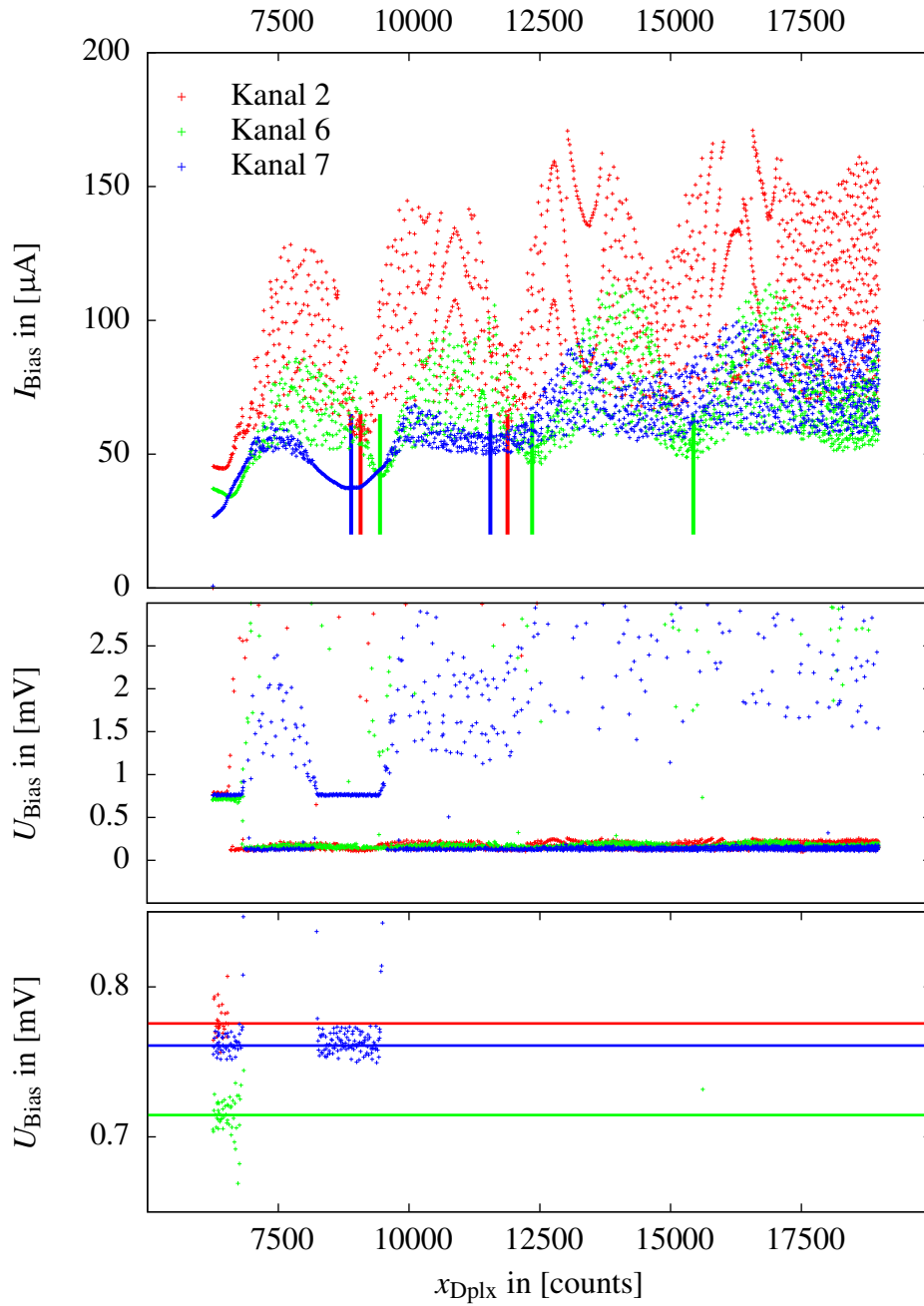


Abbildung 6.15: Oben ist der Verlauf des Bias-Stromes I_{Bias} der 1.4 THz-Kanäle in Abhängigkeit von der Position des 1.4 THz-Diplexers x_{Dplx} dargestellt. Für die Größe x_{Dplx} gelten die Bemerkungen aus Abb. 6.13. Die vertikalen Linien geben die Positionen der erkennbaren Extrema des Diplexer-Scans an. Die unteren Diagramme zeigen die Bias-Spannung U_{Bias} während der Messung in verschiedenen Auflösungen. Die Linien kennzeichnen den Mittelwert von U_{Bias} .

Kanal	2	6	7
U_{Bias}	0.78 mV	0.71 mV	0.76 mV

Tabelle 6.4: Die Mittelwerte der Bias-Spannung U_{Bias} für die 1.4 THz-Kanäle während des Diplexer-Scans aus Abb. 6.15 außerhalb des hysteretischen Verhaltens.

Der Diplexer-Scan zeigt zunächst, dass alle drei 1.4 THz-Kanäle eine Modulation aufweisen. Weiterhin ist auch hier das bekannte hysteretische Verhalten des Bias-Stromes zu sehen. Im Gegensatz zu den 1.9 THz-Kanälen ist die Modulation der drei Kanäle annähernd in Phase.

Tab. 6.5 führt die Positionen der erkennbaren LO-Maxima auf. Der Mittelwert der Abstände zwischen benachbarter LO-Maxima ist

$$D_{1.4 \text{ THz, TX}} = 2865 \text{ counts.} \quad (6.2)$$

Dieser Abstand wird mit dem Abstand der 1.9 THz-Kanäle $D_{1.9 \text{ THz, TX}}$ verglichen. Der Theorie nach gilt:

$$D_{1.9 \text{ THz}} = \frac{158}{205} D_{1.4 \text{ THz}}.$$

Das Experiment liefert:

$$\frac{158}{205} D_{1.4 \text{ THz, TX}} = 2208 \text{ counts} \approx 2D_{1.9 \text{ THz, TX}}.$$

Dieses Ergebnis ist insofern interessant, als dass die LO-Maxima 2 und 4 bei den 1.9 THz-Kanälen in ihrer Stärke nicht an die LO-Maxima 1, 3 und 5 heranreichen. Es kann daher spekuliert werden, dass die LO-Maxima 2 und 4 das Produkt einer mangelhaften Justage sind. Es ist zum Beispiel möglich, solche “Zwischen-LO-Maxima“ zu produzieren, wenn der Beam nicht nach einem Umlauf im Diplexer, sondern erst nach zwei Umläufen zur Interferenz gebracht wird. Dadurch verdoppelt sich die effektive Weglänge innerhalb des

Nr.	Kanal 2	Kanal 6	Kanal 7
1	9074 counts	9445 counts	8893 counts
2	11882 counts	12353 counts	11555 counts
3		15435 counts	

Tabelle 6.5: Die Positionen der erkennbaren LO-Maxima des Diplexer-Scans aus Abb. 6.15 für die Kanäle 2, 6 und 7. Die Stellen der LO-Maxima sind in Abb. 6.15 durch vertikale Linien in der entsprechenden Farbe gekennzeichnet.

Diplexers und der freie Spektralbereich ist halbiert. Dies kann zum Beispiel bei einem konfokalen Ring-FPI geschehen. Durch die Erweiterung des konfokalen Ring-FPIs zum tcFPI sollte dieses Phänomen nicht auftreten können (s. Kap. 3.2).

Als Fazit der Diplexer-Scans in Palestine sind sehr viele Widersprüche zur Theorie und zu den Ergebnissen aus Kap. 5 zum Vorschein gekommen. Der Hauptgrund für diese Widersprüche hat sicherlich an der Justage der Optiken gelegen. Es ist aus den Widersprüchen allerdings nicht eindeutig erkennbar gewesen, an welcher Stelle der Optik die Probleme in der Justage aufgetreten sind. Anzunehmen war, dass die größten Unsicherheiten in der Justage zwischen Kalter und Warmer Optik bestanden haben. Durch den mechanisch instabilen Aufbau des Dewar-Inserts ist es eine Möglichkeit gewesen, dass die in Kap. 6.1.2 beschriebene Laserjustage aufgrund der mechanischen Probleme während des Zusammenbaus des Dewars verloren gegangen ist. Weiterhin hat die Laserjustage in Tucson unter einer Elevation von 45° stattgefunden, während die Diplexer-Scans unter 0° durchgeführt worden sind. Im Zusammenhang dazu ist anzumerken, dass die endgültige Elevationsachse des Teleskopes um 90° gedreht zu der in Tucson bekannten Elevationsachse gestanden hat. Die Justage zwischen Kalter und Warmer Optik in Tucson war demnach entlang der falschen Koordinatenachse geschehen (s. Abb. 6.3).

In Palestine sind daraufhin Anhaltspunkte gesucht worden, wie die Justage zwischen der Kalten und der Warmen Optik wieder herzustellen war. Dafür ist die Warme Optik auf dem Dewar in verschiedene Positionen gebracht worden, wobei im Rahmen der Montagemöglichkeiten alle sechs Freiheitsgrade ausgenutzt worden sind. Es würde allerdings nicht nur den Rahmen dieser Arbeit sprengen, sondern auch nicht zielführend sein, die in diesen Positionen durchgeführten Diplexer-Scans zu zeigen und zu besprechen. Als Ergebnis dieser Versuche soll hier nur gesagt werden, dass die Widersprüche nicht gelöst werden konnten und zum Teil weitere aufgetreten sind. Selbst auf Positionen auf dem Dewar, deren Abstand zur justierten Referenzposition mit wenigen mm groß gegenüber der Wellenlänge ($\lambda = 158 \mu\text{m}$) und gegenüber dem Beam-Waist-Radius zwischen Kalter und Warmer Optik ($w_0 = 3.946 \text{ mm}$) gewesen sind, ist auch weiterhin ein Interferenz-Muster auf den 1.9 THz-Kanälen messbar gewesen, das dem Muster aus Abb. 6.13 geglichen hat.

Zum Abschluss des Aufenthalts in Palestine hat festgestanden, dass ohne weitere Informationen die Justage der Optiken nicht herstellbar war. Es ist daher beschlossen worden, im nächsten zur Verfügung stehenden Zeitfenster in der Long Duration Balloon Facility in der Antarktis die aus dem Dewar kommenden Beams der HEB-Hörner zu vermessen.

Long Duration Balloon Facility, Antarktis

In Vorbereitung auf die Tests in LDB sind die Halterungen der Diplexer-Gitter $P_{\text{Dplx,T}}$ in den Verschiebe-Mechaniken modifiziert worden, so dass die Gitter nun weiter in den Diplexer hineingefahren werden konnten. Nach der Herstellung einer neuen Montagevorrichtung für die Warme Optik sind weitere Diplexer-Scans durchgeführt worden.

Während dieser Messungen ist festgestellt worden, dass die Ausgangsleistung des 1.4 THz-LOs stetig abgenommen hat. Eine Untersuchung des LOs hat gezeigt, dass er so nicht mehr einsatzfähig gewesen ist. Um die 1.4 THz-Kanäle nicht vollständig aufzugeben, ist der LO durch Austausch der defekten Bauteile auf eine niedrigere Frequenz umgebaut worden, bei der die 1.4 THz-HEBs weiterhin als Detektoren funktioniert haben. Anstatt der [NII]-Linie bei $\lambda_{\text{NII}} = 205 \mu\text{m}$ sind die 1.4 THz-Kanäle genutzt worden, um die Rotationslinie ($J = 12-11$) von CO bei $\lambda_{\text{CO}} = 217 \mu\text{m}$ zu beobachten.

Durch den Umbau des 1.4 THz-LOs haben sich die optischen Eigenschaften des LOs verändert, so dass keine optimale Kopplung mehr gewährleistet werden konnte. Eine neue, entsprechende LO-Optik herzustellen, ist zu diesem Zeitpunkt nicht mehr möglich gewesen.

Die Diplexer-Scans, die in dieser Zeit durchgeführt worden sind, haben gezeigt, dass auch mit der neuen Montagevorrichtung für die Warme Optik nicht alle Probleme in der Optik gelöst werden konnten. Da sich aber das Zeitfenster für eingehendere Tests durch das Leck am Dewar, dessen Verschiebung etwa zwei Wochen in Anspruch genommen hat, geschlossen hat und zudem nur noch vier der vormals acht Kanäle überhaupt einsatzbereit gewesen sind, ist entschieden worden, die Optik auf jeweils einen Kanal pro Frequenz zu optimieren. Für diese Optimierung sind der 1.4 THz-Kanal 6 und der 1.9 THz-Kanal 5 ausgewählt worden.

Abb. 6.16 zeigt den Diplexer-Scan für den 1.4 THz-Kanal 6 auf der finalen Position der Warmen Optik. Die Positionen der LO-Maxima sind Tab. 6.6 zu entnehmen.

Der Abstand der Maxima beträgt

$$D_{1.4 \text{ THz, LDB}} = 2993 \text{ counts.} \quad (6.3)$$

Nr.	1	2
x_{Dplx}	472 counts	3465 counts

Tabelle 6.6: Die Positionen der erkennbaren LO-Maxima des Diplexer-Scans aus Abb. 6.16 für Kanal 6. Die Stellen der LO-Maxima sind in Abb. 6.16 durch vertikale Linien in der entsprechenden Farbe gekennzeichnet.

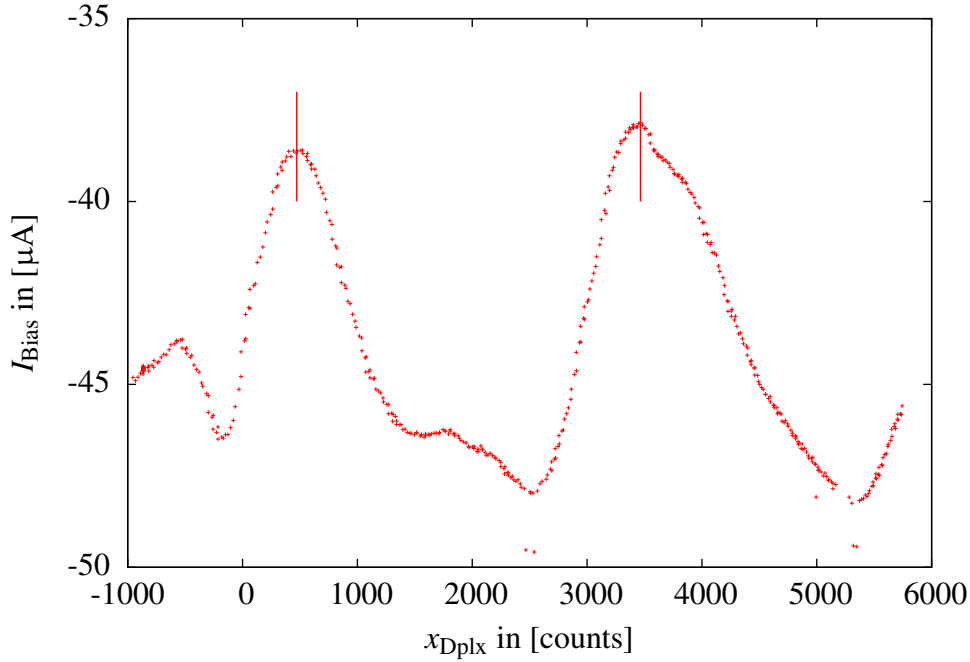


Abbildung 6.16: Der finale Diplexer-Scan für den 1.4 THz-Kanal 6 auf der endgültigen Position der Warmen Optik. Für die Winkeldifferenz zwischen den beiden Diplexer-Gittern gilt $\varphi_{Dplx} = 45^\circ$. Die vertikalen Linien geben die Positionen der Maxima an.

Im Vergleich mit dem Diplexer-Scan in Palestine ergibt sich

$$\frac{205 \mu\text{m}}{217 \mu\text{m}} D_{1.4 \text{ THz, LDB}} = 2827 \text{ counts} \approx D_{1.4 \text{ THz, TX}},$$

so dass die Messungen konsistent sind.

Bei der Optimierung des 1.9 THz-Kanals 5 sind dagegen immer wieder Probleme aufgetreten, die auch nicht durch unterschiedliche Positionierungen der Warmen Optik zu beheben waren. Vor diesem Hintergrund ist in einem letzten Versuch die 1.9 THz-Verschiebe-Mechanik aus seiner justierten Position gebracht worden. Abb. 6.17 gibt einen Eindruck von dieser Aktion.

Wie sich herausgestellt hat, konnten in dieser Position bessere Ergebnisse erzielt werden. Eine Begründung dafür ist nur schwer zu geben. Mit Hilfe von zwei Unterlegscheiben ist die Verschiebe-Mechanik befestigt worden.

Abb. 6.18 stellt den Diplexer-Scan für den 1.9 THz-Kanal 5 dar, der mit dieser Konstruktion durchgeführt worden ist. Tab. 6.7 gibt die Positionen der LO-Maxima an.

Der Verlauf des Diplexer-Scans entspricht grundsätzlich den Erwartungen. Widersprüchlich ist weiterhin, dass die LO-Leistung in größerer Entfer-

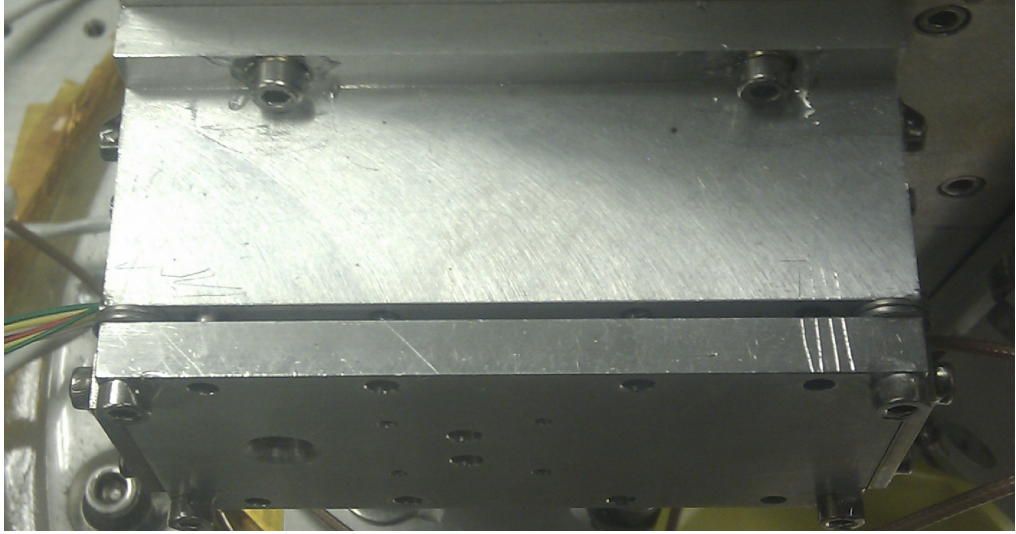


Abbildung 6.17: Die 1.9 THz-Verschiebe-Mechanik in seiner endgültigen Position. Die Position der Verschiebemechanik unterscheidet sich durch zwei Unterlegscheiben, die unter allen Schrauben hinzugefügt worden sind, deutlich von der ursprünglichen, justierten Position. Ein in dieser Position durchgeführter Diplexer-Scan ist in Abb. 6.18 dargestellt.

nung zum Symmetriepunkt zunimmt.

Der Abstand der Maxima beträgt

$$D_{1.9\text{THz,LDB}} = 2242 \text{ counts.} \quad (6.4)$$

Im Vergleich mit $D_{1.9\text{THz,TX}}$ ist dieser Abstand somit etwa doppelt so groß. Es kann spekuliert werden, dass durch dieses Ergebnis die in Palestine aufgestellte Theorie der “Zwischen-LO-Maxima“ bestätigt wird.

Skaliert auf die Wellenlänge des 1.4 THz-Kanals ergibt sich:

$$\frac{217 \mu\text{m}}{158 \mu\text{m}} 2242 \text{ counts} = 3079 \text{ counts} \approx d_{\text{CO,LDB}}.$$

Als Fazit der durchgeführten Diplexer-Scans ist zu sagen, dass die Probleme in der Optik in der Kürze der Zeit nicht behoben werden konnten. Die

Nr.	1	2
x_{dplx}	−101 counts	2141 counts

Tabelle 6.7: Die Positionen der erkennbaren LO-Maxima des Diplexer-Scans aus Abb. 6.18 für Kanal 5. Die Stellen der LO-Maxima sind in Abb. 6.18 durch vertikale Linien in der entsprechenden Farbe gekennzeichnet.

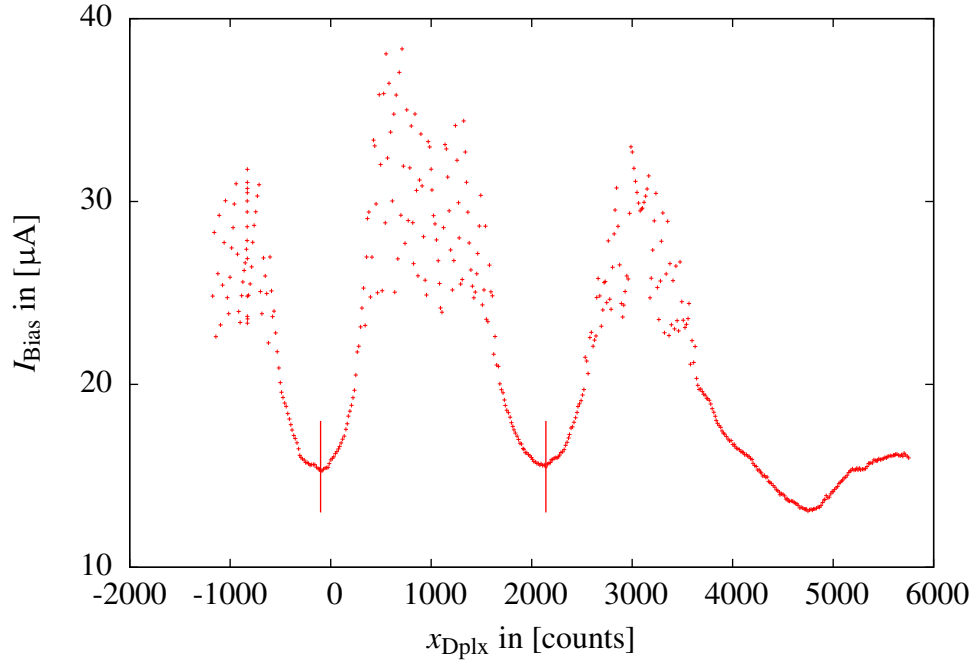


Abbildung 6.18: Der finale Diplexer-Scan für den 1.9 THz-Kanal 5 auf der endgültigen Position der Warmen Optik. Für die Winkeldifferenz zwischen den beiden Diplexer-Gittern gilt $\varphi_{Dplx} = 45^\circ$. Die vertikalen Linien geben die Positionen der Maxima an.

umgebaute Halterung der 1.9 THz-Verschiebe-Mechanik kann nur als eine aus der Situation heraus gefundene Notlösung angesehen werden und zeigt, dass in der Justage der Optik wesentlich grundsätzlichere Probleme bestanden haben.

Im Nachhinein muss die Konstruktion des Dewar-Inserts in Frage gestellt werden. Eine stabile mechanische Kopplung zwischen Kalter und Warmer Optik ist für die Justage in diesem Wellenlängenbereich zwingend erforderlich.

Die grundsätzliche Funktionsweise des tcFPIs als Array-Diplexer ist dagegen in Kap. 5 gezeigt worden.

6.5 Vermessung der Beams der HEB-Hörner

Köln

Aufgrund der Empfängertests in Palestine ist es notwendig gewesen, die aus dem Dewar kommenden Beams zu vermessen, um so Hinweise auf den Ursprung der Probleme zu gewinnen. Für diese Messung sind die HEBs als

Bolometer genutzt worden.

Zur Überprüfung dieses Vorgehens ist in Köln ein Testaufbau entwickelt worden. Als Signalquelle hat eine Cold-Load gedient, die optisch mit einer Hot-Load moduliert worden ist. Bei einer konstanten Bias-Spannung U_{Bias} hat ein HEB den Temperaturunterschied der Hot-Load gegenüber der Cold-Load durch einen leicht unterschiedlichen Bias-Strom I_{Bias} detektiert. Durch das Modulieren konnte die Differenz im Bias-Strom über einen Lock-In-Verstärker verstärkt ausgegeben werden.

Zur Vermessung ist ein kleiner Planspiegel genutzt worden, dessen Durchmesser in der Größenordnung der Beam-Größe gelegen hat. Von diesem Planspiegel ist der Beam des HEB-Horns auf die modulierte Hot-Cold-Load reflektiert worden. Ist dieser Spiegel vor dem Dewar-Fenster senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des HEB-Beams bewegt worden, hat sich je nach Position des Spiegels die Kopplung des Beams auf die Hot-Cold-Load geändert.

Abb. 6.19 zeigt das Resultat einer in Köln durchgeführten Test-Messung. Nach dem Fit einer Gauss'schen Kurve

$$f(x) = A \exp \left(-\frac{(x - x_0)^2}{w_0} \right)$$

an die Messpunkte, ist festzustellen, dass die Abweichungen der Messpunkte von dem Fit minimal sind. Tab. 6.8 präsentiert die Ergebnisse des Fits.

x_0 und y_0 geben die Koordinaten des HEB-Beams wieder. Wird diese Messung für verschiedene Abstände in z-Richtung zum Dewar-Fenster wiederholt,

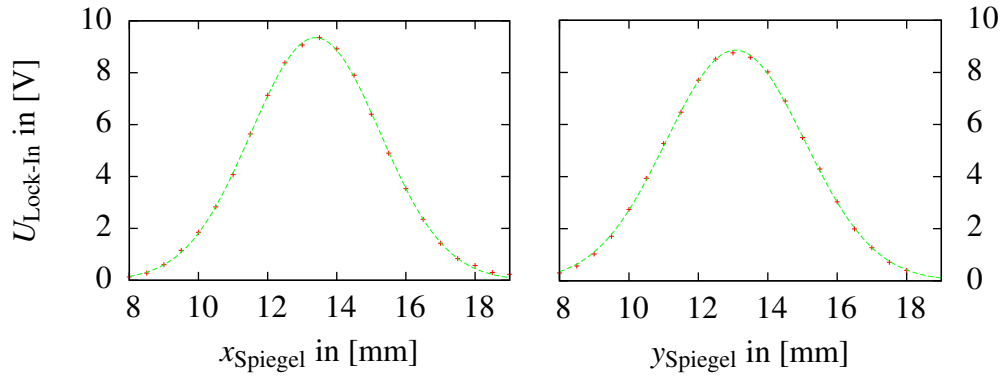


Abbildung 6.19: Die Vermessung eines Gauss'schen Beams im Testaufbau in Köln. Gezeigt werden zwei Messungen, bei denen einmal die y -Koordinate bei $y_0 = 13.3 \text{ mm}$ festgehalten und die x -Koordinate variiert wird (links) und einmal die x -Koordinate bei $x_0 = 13.5 \text{ mm}$ festgehalten und die y -Koordinate variiert wird (rechts). Die y -Achse gibt die resultierende Spannung am Lock-In-Verstärker in Abhängigkeit von der Position des Spiegels an. Die Fit-Funktion $f(x)$ ist gestrichelt dargestellt.

	x-Koordinate	y-Koordinate
x_0/y_0	13.39 mm	13.07 mm
w_0	2.65 mm	2.82 mm
A	9.35 V	8.86 V

Tabelle 6.8: Die Fit-Resultate für eine Gauss'sche Kurve $f(x)$ an die Messwerte aus Abb. 6.19. x_0 und y_0 sind die Koordinaten des Maximums der Kurve, w_0 gibt die Breite, A die Amplitude der Gauss'schen Kurve an.

kann auf diese Weise der Austrittswinkel des Beams detektiert werden.

Anzumerken ist noch, dass die angegebenen Werte für w_0 nicht direkt die Beam-Größe darstellen. Da der Planspiegel als Apertur den Beam des HEB-Horns abschneidet, hängt w_0 vom Durchmesser des Planspiegels ab. Durch diesen Zusammenhang sind auch die unterschiedlichen Werte für w_0 zu erklären. Da der Planspiegel im Testaufbau den Beam unter 90° auf die Hot-Cold-Load reflektiert hat, ist der effektive Durchmesser des Planspiegels in der x-Koordinate geringer als in der y-Koordinate, so dass unterschiedliche Werte für w_0 auftreten.

Long Duration Balloon Facility, Antarktis

Analog zu dem Testaufbau in Köln ist auf dem STO-Dewar ein ähnlicher Testaufbau installiert worden, mit dem die Beams der HEB-Hörner in drei Höhen über dem Dewar-Fenster vermessen worden sind.

Als Beispiel für das Aussehen einer Einzelmessung ist in Abb. 6.20 die Messung des Kanals 0 in 44 mm über dem Dewar-Fenster dargestellt. Es ist das gleiche Verhalten wie in den Messungen in Köln zu erkennen.

Um eine Referenz für die Positionen der Beams zu erhalten, ist der Testaufbau per Laser auf das Zentrum des Dewar-Fenster justiert worden. Sowohl diese Referenzposition als auch die resultierenden Positionen der Beams sind in Tab. 6.9 aufgeführt.

Abb. 6.21 veranschaulicht die experimentell gefundenen Positionen der HEB-Beams im Vergleich zu den theoretisch erwarteten Positionen.

Die theoretischen Beam-Größen für die verschiedenen Höhen betragen jeweils mehrere mm, so dass die Genauigkeit der gemessenen Beam-Positionen gegenüber der Ausdehnung der Beams klein ist.

Abb. 6.21 zeigt zunächst, dass sich die Positionen der einzelnen Kanäle näherungsweise linear verändern. Die größten Abweichungen von der Linearität weisen die Kanäle 0 und 1 auf. Es ist unsicher, ob dieses Verhalten durch Fehler in den Messungen auftritt oder ob der Beam an einer Apertur

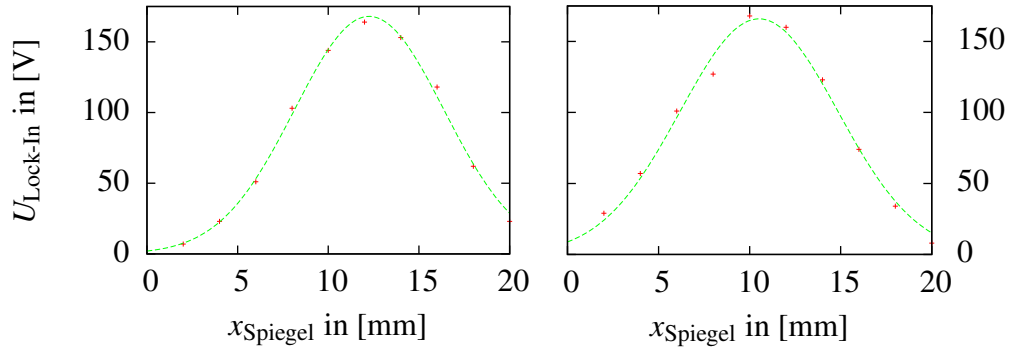


Abbildung 6.20: Beispiel für die Vermessung eines Beams in LDB anhand der Werte, die für den Kanal 0 in der Höhe $h_1 = 44$ mm aufgenommen worden sind. Links zeigt die Variation der x -Koordinate für $y_0 = 10.00$ mm, rechts zeigt die Variation der y -Koordinate für $x_0 = 12.26$ mm. Die Fit-Funktion $f(x)$ ist gestrichelt dargestellt.

gebeugt wird. Die Beams schneiden zwischen den Höhen h_1 und h_3 wie erwartet die optische Achse, wobei die Position der optischen Achse nicht mit dem Zentrum des Dewar-Fensters zusammenfällt.

Als Anhaltspunkt für die optische Achse ist für jede Höhe der Mittelpunkt der Beam-Positionen berechnet worden. Die entsprechenden Werte sind in Tab. 6.9 aufgeführt und verändern sich annähernd linear. Es ist daher ange-

	$h_1 = 44$ mm		$h_2 = 119$ mm		$h_3 = 194$ mm	
	x_0 [mm]	y_0 [mm]	x_0 [mm]	y_0 [mm]	x_0 [mm]	y_0 [mm]
Dewar-Fenster	11.47	12.21	11.47	12.21	11.47	12.21
0	12.26	10.52	12.59	12.39	14.51	13.79
1	10.53	12.39	12.38	11.58	13.60	9.80
2	11.09	13.48	12.70	12.01	14.43	10.96
5	13.80	13.35	11.33	11.94	9.40	10.49
6	12.83	13.86	11.23	11.56	8.93	11.45
7	15.17	11.64	12.79	13.25	10.99	14.78
Mitte	12.61	12.54	12.17	12.29	11.98	11.88

Tabelle 6.9: Die aus den Fits resultierenden Positionen x_0 bzw. y_0 eines Kanals für die drei Höhen h_1 , h_2 und h_3 . Die Werte für das Zentrum des Dewar-Fensters sind angegeben. “Mitte” bezeichnet die Mittelwerte aus den gemessenen Werten x_0 und y_0 für eine Höhe und ist somit als Position der optischen Achse in der jeweiligen Höhe zu verstehen.

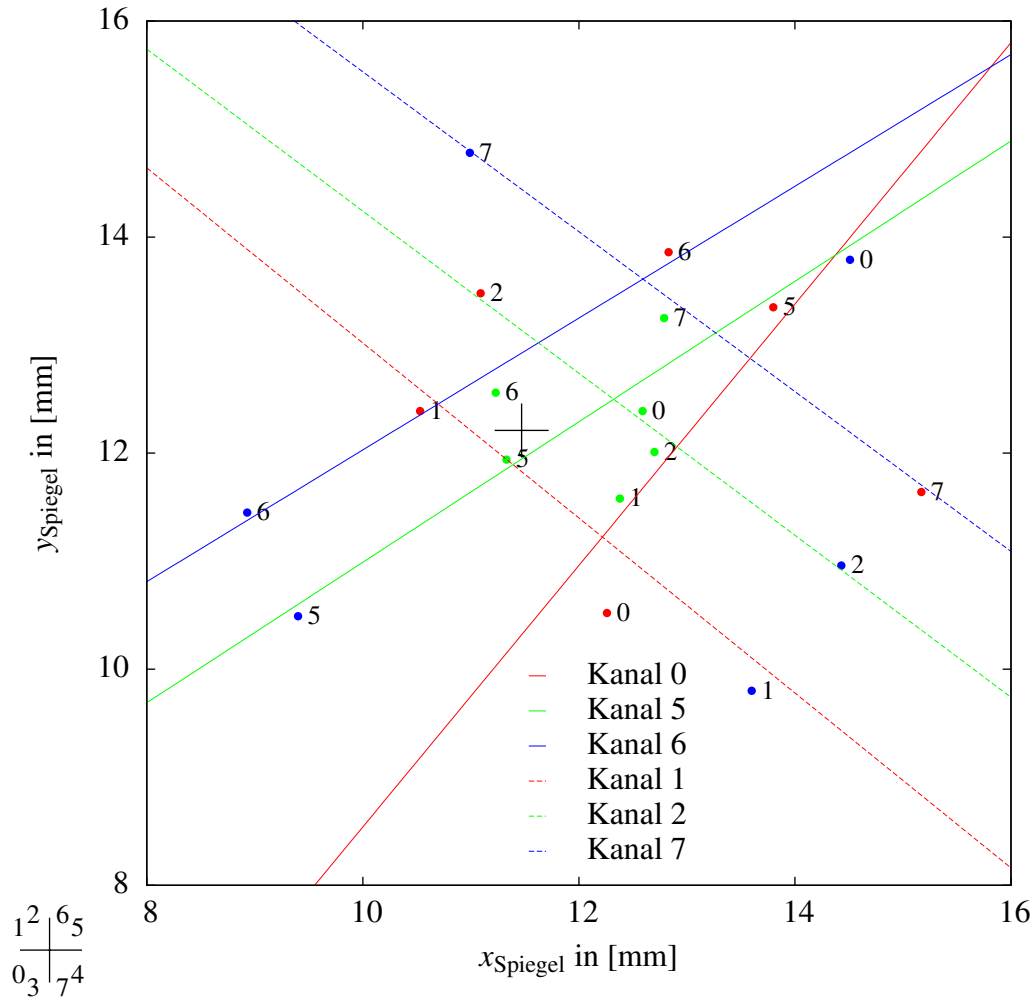


Abbildung 6.21: Dargestellt sind die Positionen der Beams für die drei Höhen $h_1 = 44\text{mm}$ (rot), $h_2 = 119\text{mm}$ (grün) und $h_3 = 194\text{mm}$ (blau) zugeordnet zu dem jeweiligen Kanal. Das Kreuz in der Mitte zeigt die theoretische Position der optischen Achse an. Die Höhen sind dabei so gewählt, dass die Beams innerhalb des Gauss'schen Teleskopes GT_2 die optische Achse etwa auf der Höhe h_2 schneiden. Für die Höhe h_1 sind unten links die Kanäle schematisch dem Quadranten zugeordnet, der sich aus dem optischen Modell ergibt. Auf der Höhe h_3 liegen die Kanäle im gegenüberliegenden Quadranten. Die Linien geben das Resultat eines Fits der Funktion $f(x) = mx + b$ an die Positionen eines einzelnen Kanals auf den verschiedenen Höhen wieder.

nommen werden, dass die optische Achse einen Winkelfehler aufgewiesen hat. Die Berechnung des Winkelfehlers hat zu einem Wert von etwa $20'$ geführt.

Zuletzt wird der Schnittpunkt der Beams mit der optischen Achse betrachtet. Dem optischen Modell nach schneiden die Beams die optische Achse in einer Höhe von $h_{\text{th,Schnitt}} = 80.0 \text{ mm}$ unter einem Winkel von 1.5° . In Abb. 6.21 ist zu sehen, dass die Beams auf der Höhe $h_2 = 119 \text{ mm}$ ihren Quadranten gewechselt haben. Aus dem mittleren Abstand der Beam-Positionen auf der Höhe h_2 und unter der Annahme, dass sich die Beams unter dem erwarteten Winkel von 1.5° auf die optische Achse zu bewegen, berechnet sich die Höhe, in der die Beams die optische Achse tatsächlich schneiden, auf $h_{\text{exp,Schnitt}} = 87.9 \text{ mm}$. Dieser experimentell ermittelte Wert weist eine Differenz von 7.9 mm zum erwarteten Wert auf.

Als Ergebnis der Beam-Vermessung ist eine neue Montagevorrichtung für die Warme Optik entstanden. Tab. 6.9 ist zu entnehmen, dass sich die tatsächliche optische Achse entlang der positiven x-Achse verschoben befunden hat. Die neue Montagevorrichtung sollte somit vorsehen, die Warme Optik

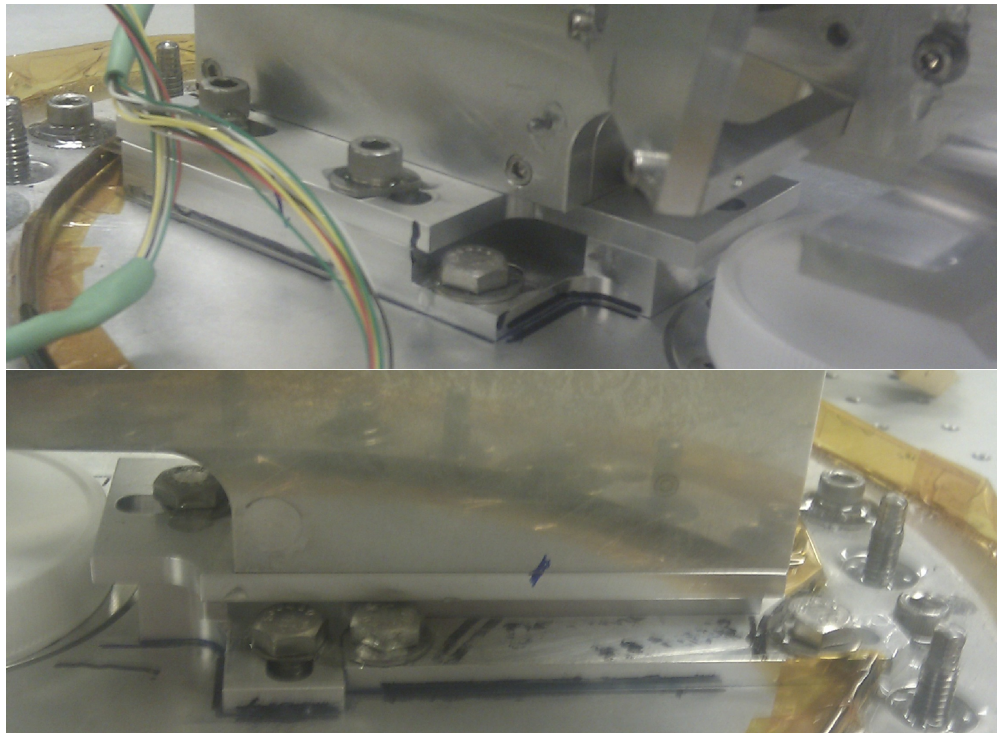


Abbildung 6.22: Die aufgrund der Beam-Vermessung hergestellte, neue Montagevorrichtung für die Warme Optik. Sie ermöglicht eine Neupositionierung der Warmen Optik entlang der x - bzw. y -Koordinate der gemessenen Punkte. Durch die neue Vorrichtung ist die Warme Optik zudem um 7.9 mm angehoben worden.

entlang der x-Achse zu bewegen und festsetzen zu können. Um sich nicht nur auf die x-Achse zu beschränken, sollte die Warme Optik auch in y-Richtung bewegbar sein. Zuletzt sollte die Warme Optik durch die Montagevorrichtung um 7.9 mm angehoben, um die Höhendifferenz auszugleichen. Der Winkelfehler der optischen Achse ist vernachlässigt worden, da er einerseits gering gewesen ist und andererseits eine Montagevorrichtung, die diesen Fehler ausgleicht, in der Antarktis nicht präzise genug hergestellt werden konnte.

Unter diesen Vorgaben ist die neue Montagevorrichtung in der Werkstatt der McMurdo-Station in der Antarktis gefertigt und danach für die weiteren Empfängertests eingesetzt worden. Abb. 6.22 zeigt die neue Montagevorrichtung im Einsatz.

Abschließend ist zu sagen, dass die Beam-Vermessung lediglich zu einer Idee geführt hat, wie die Warme Optik positioniert werden sollte. Aber aufgrund der fehlenden Genauigkeit in der Beam-Vermessung konnte nicht erwartet werden, dass alle Probleme in der optischen Justage durch die neue Montagevorrichtung gelöst werden konnten.

6.6 Empfindlichkeitsmessungen am Empfänger

Long Duration Balloon Facility, Antarktis

Erst in der Antarktis ist es möglich gewesen, die ZF-Elektronik digital per PC auszulesen. Daher beschränkt sich die Darstellung in diesem Abschnitt auf die Empfindlichkeitsmessungen am Empfänger in der Antarktis. Da auch die Spektrometer erst nach der Abreise des Kölner Teams in der Antarktis zur Verfügung gestanden haben, können hier keine spektral aufgelösten Rauschtemperaturen des Empfängers gezeigt werden.

Abb. 6.23 stellt die IU-Kennlinie und die ZF-Leistung des 1.9 THz-Kanals 5 für eine Hot- und eine Cold-Load dar.

Die IU-Kennlinie wird über den 1.9 THz-Diplexer ausreichend mit LO-Leistung versorgt. Die ZF-Leistungen für die Hot- und die Cold-Load weisen einen deutlichen Unterschied auf. Die resultierende Empfänger-Rauschtemperatur T_{rec} ist in Abb. 6.24 aufgetragen. Zur Bestimmung von T_{rec} sind die Load-Temperaturen als $T_{\text{hot}} = 300 \text{ K}$ und $T_{\text{cold}} = 77 \text{ K}$ angenommen worden.

Der Verlauf zeigt einen Abfall der Empfänger-Rauschtemperatur auf etwa $T_{\text{rec}} = 6000 \text{ K}$. Dies ist in Anbetracht der Temperatur des HEBs, die bei $T = 7.5 \text{ K}$ gelegen hat, und den Problemen in der Optik ein äußerst befriedigender Wert gewesen.

Aufgrund der wenigen, zur Verfügung stehenden Zeit konnten keine Opti-

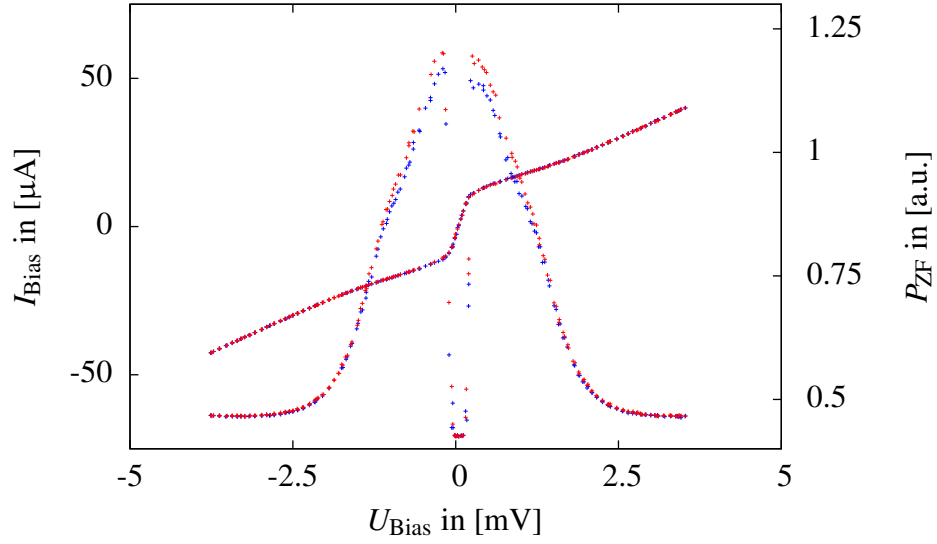


Abbildung 6.23: Der Bias-Strom I_{Bias} und die ZF-Leistung P_{ZF} des 1.9 THz-Kanals 5 in Abhängigkeit von der Bias-Spannung U_{Bias} für eine Hot- (rot) und eine Cold-Load (blau) im Signalpfad der Optik. Die Diplexer-Position beträgt $x_{\text{Dplx}} = -192$ counts (vgl. Diplexer-Scan in Abb. 6.18).

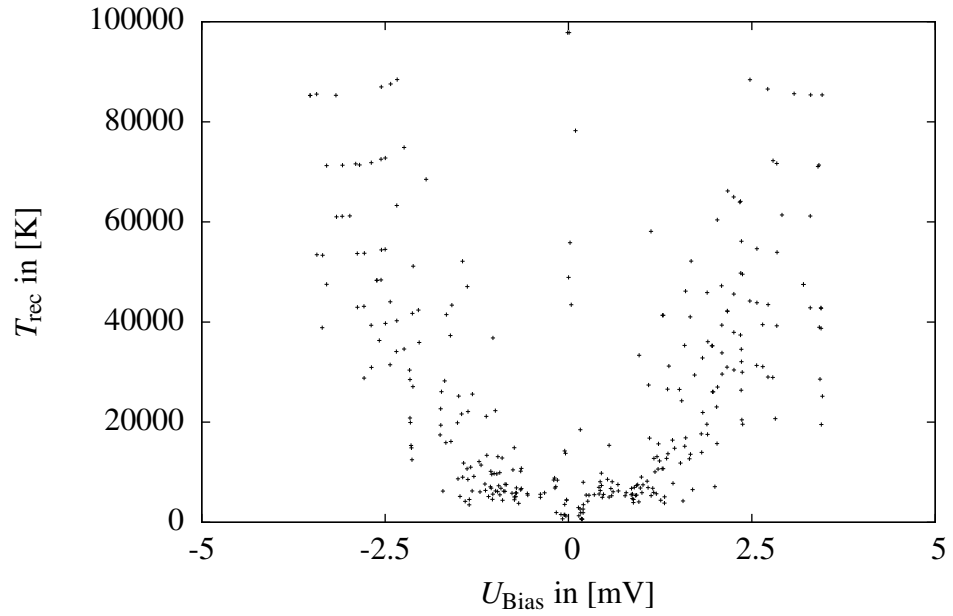


Abbildung 6.24: Die Empfänger-Rauschtemperatur T_{rec} nach Gl. 2.1, die aus der in Abb. 6.23 dargestellten ZF-Leistung resultiert.

mierungen der Rauschtemperatur vorgenommen werden. In weiteren Messungen nach der Abreise des Kölner Teams soll diese Rauschtemperatur auch für eine Hot- bzw. Cold-Load vor dem Sekundärspiegel des Teleskopes bestätigt worden sein.

Auch mit dem 1.4 THz-Kanal 6 haben Empfindlichkeits-Messungen stattgefunden, über die aber keine Daten vorliegen. Von amerikanischer Seite aus ist mitgeteilt worden, dass mit einer Hot- bzw. Cold-Load vor dem Sekundärspiegel des Teleskopes eine Empfänger-Rauschtemperatur von etwa 10000 K gemessen worden ist.

6.7 Der Observationsflug

Nachdem der Dewar in die STO-Gondel integriert und der Helium-Tank des Dewars ein letztes Mal gefüllt worden ist, ist STO am 16. Januar 2012 von der Long Duration Balloon Facility in der Antarktis gestartet.

Abb. 6.25 zeigt den Temperaturverlauf des Dewar-Inserts nach dem Start von STO. Es ist zu erkennen, dass die Temperatur der 1.9 THz-HEBs etwa fünf Stunden nach dem Start auf 6 K gesunken ist. Dies ist die tiefste je erreichte Temperatur mit dem STO-Dewar. Gleiches gilt für die 1.4 THz-HEBs.

Nach dem Erreichen dieses Temperatur-Minimums sind die Temperaturen aller Dioden innerhalb weniger Stunden über 1 K gestiegen. Der Anstieg ist

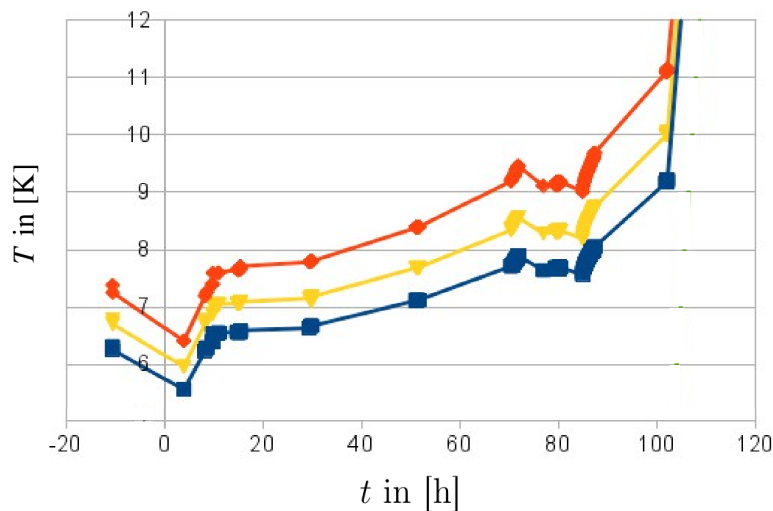


Abbildung 6.25: Der Verlauf der Temperaturen im Dewar-Insert vor und nach dem Start von STO bei $t = 0$ h. Gezeigt sind die 4.2 K-Kaltfläche (blau), die 1.9 THz-FPU (gelb) und die 1.4 THz-FPU (rot).

danach langsam weiter verlaufen, so dass die HEBs nach etwa drei Tagen zu warm gewesen sind, um als weitere Detektoren benutzt zu werden.

Abzüglich der Dauer des Aufstieges in die Stratosphäre sind so etwa zwei Tage geblieben, in denen der Heterodyn-Empfänger einsatzbereit gewesen ist.

Während dieser Zeit sind weitere Probleme aufgetreten. So hat es Komplikationen in der Ausrichtung des Teleskops bezüglich Elevation und Azimut gegeben. Da außerdem die Kalibration der HEBs über die integrierte Hot-Load nicht funktioniert hat, konnten mit dem Heterodyn-Empfänger schlussendlich keine relevanten Daten aufgenommen werden.

Nach etwa vier Wochen ist Mitte Februar der Ballon von STO gekappt worden, so dass STO wieder in der Antarktis gelandet ist. STO ist daraufhin demontiert und nach Tucson transportiert worden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation ist eine Optik für den hoch auflösenden Multipixel-Zweikanal-Heterodyn-Empfänger von STO aufgebaut, in STO integriert und zur Funktion gebracht worden.

Die zwei Array-Diplexer der Empfänger-Optik basieren auf einem tcFPI, das in meiner Diplomarbeit [23] entstanden ist. Ein 800 GHz-Prototyp eines tcFPIs ist in der Diplomarbeit erfolgreich getestet worden.

Unter Laborbedingungen haben im Rahmen dieser Arbeit weiterführende Messungen mit einem 1.9 THz-tcFPI stattgefunden, das dem 1.9 THz-STO-tcFPI gleicht. Anhand der Messungen ist sowohl das Reflexions- als auch das Transmissionsverhalten des tcFPIs für verschiedene Finessen F auf der optischen Achse und auf vier Pixeln charakterisiert und mit der Theorie verglichen worden. Die Funktionsweise des tcFPIs als Array-Diplexer ist bei 1.9 THz sichergestellt worden. Als Fazit sind wichtige Erfahrungen mit dem tcFPI gesammelt worden, die im Hinblick auf zukünftige Einsätze in Multipixel-Empfängern notwendig sind.

Für STO sind auf der Grundlage des tcFPIs ein 1.4 THz-Array-Diplexer und ein 1.9 THz-Array-Diplexer entstanden, die unter Berücksichtigung der Rahmenbedingungen von STO in eine Zweikanal-Empfänger-Optik eingegliedert worden sind. Die Empfänger-Optik stellt über die Diplexer die Kopplung zwischen Teleskop, Lokaloszillatoren und HEBs her und ist mit einer numerischen Simulation theoretisch erfolgreich überprüft worden. Im Anschluss ist die Optik in der Feinmechanikwerkstatt des I. Physikalischen Instituts hergestellt worden.

Während der Start-Vorbereitungen des STO ist die Empfänger-Optik im Dewar-Insert montiert und in einer speziellen Halterung, mit deren Hilfe die Gravitation auf den mechanisch instabilen Dewar-Insert simuliert worden ist, erfolgreich mit einem Laser justiert worden. Anhand der IU-Kennlinien und mechanischer Referenzen sind die LO-Optiken justiert worden.

Die durchgeführten Diplexer-Scans haben gezeigt, dass die optische Kopplung von kalter und warmer Optik verloren gegangen ist. Die Ursachen für den Verlust sind in der mechanischen Instabilität des Dewar-Inserts und den mechanischen Schwierigkeiten während des Zusammenbaus des Dewars zu suchen.

Zur Wiederherstellung der optischen Kopplung sind die Gauss'schen Beams der HEB-Hörner vermessen worden. Als Resultat dieser Messungen ist eine modifizierte Halterung für die warme Optik entstanden, mit der die optische Kopplung zwischen warmer und kalter Optik verbessert werden konnte.

Zum Abschluss der Start-Vorbereitungen sind Empfindlichkeits-Messungen am Heterodyn-Empfänger geschehen, die $T_{\text{rec}} = 6000 \text{ K}$ für den 1.9 THz-Kanal und $T_{\text{rec}} = 10000 \text{ K}$ für den 1.4 THz-Kanal gezeigt haben.

Aufgrund verschiedener weiterer Probleme, die sowohl während der Start-Vorbereitungen als auch während des Fluges aufgetreten sind, hat STO keine relevanten, astronomischen Daten produzieren können.

In der Zukunft ist von Prof. Dr. Christopher Walker eine Nachfolge-Mission von STO geplant, an der das I. Physikalische Institut auf der Seite der Instrumentierung zum jetzigen Stand nicht beteiligt sein wird.

GREAT auf SOFIA ist eine andere aktuelle Observationsplattform für Frequenzen oberhalb 1.4 THz, an der das I. Physikalische Institut beteiligt ist.

Das upGREAT-Projekt erweitert den bestehenden GREAT-Empfänger in naher Zukunft um mehrere Pixel pro Frequenz-Kanal. Welche Lösung hier zur Überlagerung von LO und astronomischen Signal bevorzugt wird, hängt mit der konkreten Anzahl der Pixel und der zur Verfügung stehenden LO-Leistung zusammen. Das tcFPI käme mit seinen Vorzügen als Array-Diplexer in Frage.

Im Zusammenhang hierzu ist auf die Entwicklung der Quantenkaskadenlaser (QCLs) zu verweisen, die eine um mehrere Größenordnungen höhere Ausgangsleistung bieten als die in STO genutzte Verbindung aus Synthesizer und Vervielfacherkette.

Eine Alternative zur optischen Überlagerung bieten sogenannte "Balanced Mixer". Hier wird die LO-Leistung getrennt vom astronomischen Signal über einen zweiten Eingang dem Mischer zugeführt. Die Überlagerung von LO und astronomischem Signal findet dann im Mischer statt. Auf diese Weise kann auf einen Leistungs-Strahlteiler oder einen Diplexer verzichtet werden. Ein erstes Design eines "Balanced Mixers" ist in [74] zwischen 380 GHz und 520 GHz erfolgreich getestet worden.

Literaturverzeichnis

- [1] Qmc instruments ltd. <http://www.terahertz.co.uk/>, 2011. [Online and accessed 13-February-2014].
- [2] 1800-1900 ghz amplified multiplier chain. <http://vadiodes.com/index.php/products/custom-sources-and-receivers?id=298:19thzamc&catid=13:systems>, 2012. [Online and accessed 13-February-2014].
- [3] Atacama large millimeter/submillimeter array. <http://www.almaobservatory.org>, 2013. [Online and accessed 05-February-2014].
- [4] Elektromotor. <http://www.physikinstrumente.de/>, 2013. [Online and accessed 18-November-2013].
- [5] Offizieller sto-blog. <http://soral.as.arizona.edu/STO/Blog/Blog.html>, 2013. [Online and accessed 05-February-2014].
- [6] Piezomotor. <http://www.piezomotor.se/>, 2013. [Online and accessed 18-June-2013].
- [7] Applied physics laboratory. <http://www.jhuapl.edu/>, 2014. [Online and accessed 13-February-2014].
- [8] Ball aerospace & technologies corp. <http://www.ballaerospace.com/>, 2014. [Online and accessed 06-February-2014].
- [9] I. physikalisches institut der universität zu köln. <http://www.astro.uni-koeln.de/>, 2014. [Online and accessed 13-February-2014].
- [10] Jet propulsion laboratory. <http://www.jpl.nasa.gov/>, 2014. [Online and accessed 13-February-2014].
- [11] Kosma-tau - the cologne pdr code. <http://www.astro.uni-koeln.de/kosma-tau>, 2014. [Online and accessed 14-February-2014].

- [12] Parametric technology corporation. <http://www.ptc.com/products/proengineer/>, 2014. [Online and accessed 11-February-2014].
- [13] Steward observatory radio astronomy laboratory. <http://soral.as.arizona.edu/>, 2014. [Online and accessed 13-February-2014].
- [14] Very long baseline array. <http://www.vlba.nrao.edu/>, 2014. [Online and accessed 05-February-2014].
- [15] Virginia diodes inc. <http://www.vadiodes.com/>, 2014. [Online and accessed 11-February-2014].
- [16] P.D. Atherton, N.K. Reay, J. Ring, and T.R. Hicks. Tunable fabry-perot filters. Optical Engineering, 20(6), 1981.
- [17] E.A.M. Baker and B. Walker. Fabry-perot interferometers for use at submillimetre wavelengths. Scientific Instruments, 15, 1982.
- [18] E. E. Barnard. Of the dark markings on the sky, with a catalogue of 182 such objects. Astrophysical Journal, 49:1–24, 1919.
- [19] Sven H. Bedorf. Development of Ultrathin Niobium Nitride and Niobium Titanium Nitride Films for THz Hot-Electron Bolometers. Phd thesis, Universität zu Köln, 2005.
- [20] H. Blancher, G. Bachet, R. Coulon, and D. Aubert. A far infrared scanning plane fabry-perot spectro interferometer. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 6(1), 1985.
- [21] Richard P. Blundell. The Design of a Large Format Submillimetre Heterodyne Array Receiver. Phd thesis, University of Cambridge, 1994.
- [22] Max Born and Emil Wolf. Principles of Optics. Pergamon Press, 6th edition edition, 1987.
- [23] Michael Brasse. Twin-confocal fabry-perot-interferometer als lokalszillator-diplexer für thz-array empfänger. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2009.
- [24] Yu.A. Bykovskii, I.G. Goncharov, and V.A. Maslov. A q-modulator for laser resonators using fabry-perot interferometer with variable absorption. Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii, 12(1):136–138, 1970.
- [25] Carlton M. Caves. Quantum limits on noise in linear amplifiers. Physical Review D, 26(8):1817–1839, 1982.

- [26] G.W. Chantry. Submillimeter Spectroscopy. Academic Press, 1971.
- [27] Peter K. Day, Henry G. LeDuc, Benjamin A. Mazin, Anastasios Vayonakis, and Jonas Zmuidzinas. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. Nature, 425(817), 2003.
- [28] Th. de Graauw, F. P. Helmich, T. G. Phillips, J. Stutzki, E. Caux, N. D. Whyborn, P. Dieleman, P. R. Roelfsema, H. Aarts, R. Assendorp, R. Bachiller, W. Baechtold, A. Barcia, D. A. Beintema, V. Belitsky, A. O. Benz, R. Bieber, A. Boogert, C. Borys, B. Bumble, P. Caïs, M. Caris, P. Cerulli-Irelli, G. Chattopadhyay, S. Cherednichenko, M. Ciechanowicz, O. Coeur-Joly, C. Comito, A. Cros, A. de Jonge, G. de Lange, B. Delforges, Y. Delorme, T. den Boggende, J.-M. Desbat, C. Diez-González, A. M. di Giorgio, L. Dubbeldam, K. Edwards, M. Eggens, N. Erickson, J. Evers, M. Fich, T. Finn, B. Franke, T. Gaier, C. Gal, J. R. Gao, J.-D. Gallego, S. Gauffre, J. J. Gill, S. Glenz, H. Golstein, H. Goulooze, T. Gunsing, R. Güsten, P. Hartogh, W. A. Hatch, R. Higgins, E. C. Honingh, R. Huisman, B. D. Jackson, H. Jacobs, K. Jacobs, C. Jarchow, H. Javadi, W. Jellema, M. Justen, A. Karpov, C. Kassemann, J. Kawamura, G. Keizer, D. Kester, T. M. Klapwijk, Th. Klein, E. Kollberg, J. Kooi, P.-P. Kooiman, B. Kopf, M. Krause, J.-M. Krieg, C. Kramer, B. Kruizenga, T. Kuhn, W. Laauwen, R. Lai, B. Larsson, H. G. Leduc, C. Leinz, R. H. Lin, R. Liseau, G. S. Liu, A. Loose, I. López-Fernandez, S. Lord, W. Luinge, A. Marston, J. Martín-Pintado, A. Maestrini, F. W. Maiwald, C. McCoe, I. Mehdi, A. Megej, M. Melchior, L. Meisma, H. Merkel, M. Michalska, C. Monstein, D. Moratschke, P. Morris, H. Muller, J. A. Murphy, A. Naber, E. Natale, W. Nowosielski, F. Nuzzolo, M. Olberg, M. Olbrich, R. Orfei, P. Orleanski, V. Ossenkopf, T. Peacock, J. C. Pearson, I. Peron, S. Phillip-May, L. Piazzo, P. Planesas, M. Rataj, L. Ravera, C. Risacher, M. Salez, L. A. Samoska, P. Saraceno, R. Schieder, E. Schlecht, F. Schlöder, F. Schmüling, M. Schultz, K. Schuster, O. Siebertz, H. Smit, R. Szczerba, R. Shipman, E. Steinmetz, J. A. Stern, M. Stokroos, R. Teipen, D. Teyssier, T. Tils, N. Trappe, C. van Baaren, B.-J. van Leeuwen, H. van de Stadt, H. Visser, K. J. Wildeman, C. K. Wafelbakker, J. S. Ward, P. Wesselius, W. Wild, S. Wulff, H.-J. Wunsch, X. Tielens, P. Zaal, H. Zirath, J. Zmuidzinas, and F. Zwart. The herschel-heterodyne instrument for far-infrared (hifi). Astronomy and Astrophysics, 518, 2010.
- [29] Bruce T. Draine. Physics of the interstellar and intergalactic medium. Princeton University Press, 2011.

- [30] G.B. Field, D.W. Goldsmith, and H.J. Habing. Cosmic-ray heating of the interstellar gas. Astrophysical Journal, 155, 1969.
- [31] Jian Gao, Jie Xu, and Cheng Qian. A new scheme for the design of balanced frequency tripler with schottky diodes. Progress in electromagnetics research, 137:407–424, 2013.
- [32] C. Gerthsen and D. Meschede. Physik. Springer-Verlag, 23. auflage edition, 2006.
- [33] Paul F. Goldsmith. Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths. Infrared And Millimeter Waves, 6, 1982.
- [34] Paul F. Goldsmith. Quasioptical Systems. IEEE Press, 1998.
- [35] Urs U. Graf and Stefan Heyminck. Fourier gratings as submillimeter beam splitters. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, 49(4):542–546, 2001.
- [36] Urs Ulrich Graf. Submillimeterspektroskopie des interstellaren Mediums in Sternentstehungsgebieten. Phd thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1991.
- [37] Christophe Granet, Graeme L. James, Russell Bolton, and Graham Moorey. A smooth-walled spline-profile horn as an alternative to the corrugated horn for wide band millimeter-wave applications. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 53(3):848–854, 2004.
- [38] J. Hartmann. Investigations on the spectrum and orbit of δ -orionis. Astrophysical Journal, 19:268–286, 1904.
- [39] Eugene Hecht. Optics. Pearson Education, 4th edition edition, 2002.
- [40] S. Heyminck, U. U. Graf, R. Güsten, J. Stutzki, H. W. Hübers, and P. Hartogh. Great: the sofia high-frequency heterodyne instrument. Astronomy and Astrophysics, 542, 2012.
- [41] Stefan Heyminck. Entwicklung und test von optimierten phasengittern für submillimeter mehrkanal-empfänger. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 1999.
- [42] Stefan Heyminck. Optisches Design eines Submillimeter-Mehrkanal-Empfängers am Beispiel von SMART. PhD thesis, Universität zu Köln, 2002.

- [43] D. J. Hollenbach and A. G. G. M. Tielens. Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies. Reviews of Modern Physics, 71(1):173–230, 1999.
- [44] H.-W. Hübers, A. Semenov, H. Richter, M. Schwarz, B. Günther, K. Smirnov, G. Gol'tsman, and B. Voronov. Heterodyne receiver for 3-5 thz with hot electron bolometer mixer. Proceedings of the SPIE, 5498:579–586, 2004.
- [45] K. D. Irwin and G. C. Hilton. Transition-edge sensors. Topics of Applied Physics, 99:63–149, 2005.
- [46] Joakim F. Johansson. Fundamental limits for focal-plane array efficiency. ASP Conference Series, 75, 1995.
- [47] Niklaus Kämpfer and Axel Murk. Thz-optik, 2006.
- [48] Pourya Khosropanah. Nbn and Nbtin Hot Electron Bolometer Thz Mixers. Phd thesis, Chalmers University of Technology, 2003.
- [49] Bernd Klein, Ingo Krämer, Stefan Hochgürtel, Rolf Güsten, Andreas Bell, Klaus Meyer, and Vitaly Chetrik. The next generation of fast fourier transform spectrometer. 19th International Symposium on Space Terahertz Technology, 2008.
- [50] L.B. Knyaz'kov and N.V. Ruzhentsev. Quasi-optical diplexer and filter based on a polarization ring interferometer. Technical Physics Letters, 33(9):761–763, 2007.
- [51] T. Lüthi, D. Rabanus, U. U. Graf, C. Granet, and A. Murk. Expandable fully reflective focal-plane optics for millimeter- and submillimeter-wave array receivers. Review of Scientific Instruments, 77(1), 2006.
- [52] Ulrich Mair. Entwicklung und Aufbau eines 1.8 THz-Heterodynempfängers für die ballongestützte Fernerkundung von Spurengasen in der Erdatmosphäre. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2006.
- [53] J.A. Murphy. Distortion of a simple gaussian beam on reflection from off-axis ellipsoidal mirrors. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 8(9), 1987.
- [54] Marc Peter Westig, Matthias Justen, Karl Jacobs, Jürgen Stutzki, Michael Schultz, Florian Schomacker, and Netty Honingh. A 490 ghz planar

- circuit balanced nb-al₂o₃-nb quasiparticle mixer for radio astronomy: Application to quantitative local oscillator noise determination. Journal of Applied Physics, 112(9), 2012.
- [55] Martin Philipp. Entwicklung und Aufbau eines BWO-basierten 1.9 THz Lokaloszillatoren für den Heterodynempfänger GREAT. Phd thesis, Universität zu Köln, 2008.
- [56] G. L. Pilbratt, J. R. Riedinger, T. Passvogel, G. Crone, D. Doyle, U. Gauger, A. M. Heras, C. Jewell, L. Metcalfe, S. Ott, and M. Schmidt. Herschel space observatory. an esa facility for far-infrared and submillimetre astronomy. Astronomy and Astrophysics, 518, 2012.
- [57] J. L. Pineda, W. D. Langer, T. Velusamy, and P. F. Goldsmith. A herchel [cii] galactic plane survey. i. the global distribution of ism gas components. Astronomy and Astrophysics, 554, 2013.
- [58] P. Pütz, C. E. Honingh, K. Jacobs, M. Justen, M. Schultz, and J. Stutzki. Terahertz hot electron bolometer waveguide mixer for great. Astronomy and Astrophysics, 542, 2012.
- [59] D. Rabanus, U. U. Graf, M. Philipp, O. Ricken, J. Stutzki, B. Vowinkel, M. C. Wiedner, C. Walther, M. Fischer, and J. Faist. Phase locking of 1.5 terahertz antum cascade laser and use as a local oscillator in a heterodyne heb receiver. Optics Express, 17(3):1159–1168, 2009.
- [60] David Rabanus, Christophe Granet, Axel Murk, and Thomas Tils. Measurement of properties of a smooth-walled spline-profile feed horn around 840 GHz. Infrared Physics & Technology, 48:181–186, 2006.
- [61] K. Rohlfs and T. L. Wilson. Tools of Radio Astronomy. Springer, 1996.
- [62] M. Röllig, N. P. Abel, T. Bell, F. Bensch, J. Black, G. J. Ferland, B. Jonkheid, I. Kamp, M. J. Kaufman, J. Le Bourlot, F. Le Petit, R. Meijerink, O. Morata, V. Ossenkopf, E. Roueff, G. Shaw, M. Spaans, A. Sternberg, J. Stutzki, W.-F. Thi, E. F. van Dishoeck, P. A. M. van Hoof, S. Viti, and M. G. Wolfire. A photon dominated region code comparison study. Astronomy and Astrophysics, 467:187–206, 2007.
- [63] D. M. Rust, P. N. Bernasconi, H. A. Eaton, C. Keller, G. A. Murphy, and B. Schmieder. New results from the flare genesis experiment. Bulletin of the American Astronomical Society, 32:834, 2000.

- [64] Frank Schlöder. Entwicklung eines Laser Seitenband Spektrometers f $\tilde{A}_{\frac{1}{4}}$ r extrem breitbandige Frequenzanalyse. PhD thesis, Universität zu Köln, 2006.
- [65] Guido Sonnabend. Aufbau und Charakterisierung des Infrarot-Heterodyn-Spektrometers THIS. Phd thesis, Universität zu Köln, 2002.
- [66] Jörg Stodolka. Fabrikation und Analyse supraleitender diffusionsgekühlter Hot-Electron-Bolometer als Terahertz-Heterodynmischer. GCA-Verlag, 2002.
- [67] Rafael T.A. Teipen. Design and Analysis of a Broadband SIS-Mixer for the Heterodyne Instrument for the Far Infrared (HIFI) on the Herschel Space Observatory. Phd thesis, Universität zu Köln, 2006.
- [68] Paul A. Tipler. Physik. Spektrum Akademischer Verlag, 6. auflage edition, 2009.
- [69] John R. Tucker and Marc J. Feldman. Quantum detection at millimeter wavelengths. Reviews of Modern Physics, 57(4), 1985.
- [70] O. Tudisco. Broad band far infrared fabry-perot with variable finesse. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 9(1), 1988.
- [71] Armin Wagner-Gentner. Aufbau, Optimierung und Charakterisierung der THz-Optik f $\tilde{A}_{\frac{1}{4}}$ r GREAT auf SOFIA. PhD thesis, Universität zu Köln, 2007.
- [72] C.K. Walker, C.A. Kulesa, C.E. Groppi, E. Young, T. McMahon, P. Bernasconi, C. Lisse, D. Neufeld, D. Hollenbach, J. Kawamura, P. Goldsmith, W. Langer, H. Yorke, J. Sterne, A. Skalare, I. Mehdi, S. Weinreb, J. Kooi, J. Stutzki, U. Graf, C. Honingh, P. Puetz, C. Martin, and M. Wolfire. The stratospheric terahertz observatory (sto). 19th International Symposium on Space Terahertz Technology, 2008.
- [73] John Ward, Erich Schlecht, Goutam Chattopadhyay, Hamid Javadi, John Gill, Imran Mehdi, Alain Maestrini, and Charlotte Tripon-Canseliet. Local oscillators from 1.4 to 1.9 thz. 16th International Symposium on Space Terahertz Technology, 2005.
- [74] Marc Peter Westig. Quantum limited balanced superconducting 380-520 GHz mixer on a silicon membrane and mesoscopic tunnel devices for terahertz frequencies. Phd thesis, Universität zu Köln, 2013.

- [75] M.C. Wiedner, G. Wieching, F. Biela, M. Emprechtinger, U.U. Graf, C.E. Honingh, K. Jacobs, D. Paulussen, K. Rettenbacher, and N.H. Volgenau. Condor - a heterodyn receiver at 1.25-1.5 thz. Proceedings of the International Astronomical Union, 2:495–495, 2006.
- [76] Mark G. Wolfire, David Hollenbach, and Christopher F. McKee. The dark molecular gas. The Astrophysical Journal, 716:1191–1207, 2010.
- [77] E. T. Young, E. E. Becklin, P. M. Marcum, T. L. Roellig, J. M. De Buizer, T. L. Herter, R. Güsten, E. W. Dunham, P. Temi, B.-G. Andersson, D. Backman, M. Burgdorf, L. J. Caroff, S. C. Casey, J. A. Davidson, E. F. Erickson, R. D. Gehrz, D. A. Harper, P. M. Harvey, L. A. Helton, S. D. Horner, C. D. Howard, R. Klein, A. Krabbe, I. S. McLean, A. W. Meyer, J. W. Miles, M. R. Morris, W. T. Reach, J. Rho, M. J. Richter, H.-P. Roeser, G. Sandell, R. Sankrit, M. L. Savage, E. C. Smith, R. Y. Shuping, W. D. Vacca, J. E. Vaillancourt, J. Wolf, and H. Zinnecker. Early science with sofia, the stratospheric observatory for infrared astronomy. Astrophysical Journal Letters, 749(2), 2012.
- [78] H. Zinnecker. Sofia: first science highlights and future science potential. Astronomische Nachrichten, 334(6):558–575, 2013.

Danksagung

An dieser Stelle wird es Zeit, Dank zu sagen. An erster Stelle steht Herr Prof. Dr. Jürgen Stutzki, der nicht nur die vorliegende Dissertation betreut hat, sondern mir am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln auch die Möglichkeit gegeben hat, mich im Rahmen des STO-Projektes immer wieder neuen Herausforderungen stellen zu dürfen. Ich durfte in den letzten Jahren eine Menge neuer Erfahrungen auf etlichen Ebenen sammeln, die ich nicht verlieren kann.

Als nächstes möchte ich Prof. Dr. Christopher Walker danken, der als “Principle Investigator“ für das STO-Projekt verantwortlich war. STO war über eine lange Zeit ein Teil meines Lebens und gab mir die Gelegenheit, unglaublich einzigartige acht Wochen auf der Antarktis verbringen zu dürfen als auch die USA bereisen zu können. Diese Zeit werde ich niemals vergessen. Ganz besonders möchte ich mich nochmal für einen freien Samstag während meiner Zeit in Tucson bedanken, an dem ich den Grand Canyon besuchen konnte.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Urs Graf für die tägliche Betreuung und die enge Zusammenarbeit im STO-Projekt. Es hat mir großen Spaß gemacht, von einem absoluten Experten im Fach des Empfängerbaus lernen zu dürfen. Nur durch sein Wissen und seine Erfahrung war es mir überhaupt möglich, die Herausforderungen von STO bestehen zu können. Seine offene Zimmertür gab mir zu jeder Zeit die Gelegenheit, über meine Sorgen und Unsicherheiten zu diskutieren und Lösungen zu finden.

Herzlichen Dank möchte ich Prof. Dr. Joachim Saur aussprechen, der sich bereit erklärt hat, den Vorsitz meiner Prüfungskommission zu übernehmen. Gleiches gilt für Prof. Dr. Peter Reiter, der sich für die Aufgabe des zweiten Referenten zur Verfügung gestellt hat.

Weiterer Dank geht an:

Dr. Patrick Pütz, der mich nicht nur auf allen Stationen des STO-Projektes in Tucson, Palestine und in der Antarktis begleitet hat, sondern mir auch in allen damit verbundenen Angelegenheiten geholfen hat: Den richtigen Flug buchen, das passende Hotel reservieren, Reisekosten korrekt abrechnen, das beste Burger-Restaurant finden, gefährlichen Klapperschlangen aus dem Weg gehen, in der Antarktis nicht erfrieren und noch vieles mehr. Darüber hinaus war er immer hilfsbereit, wenn es in meinem Laboraufbau Probleme mit den HEBs oder dem Nass-Dewar gab.

Dr. Netty Honingh, die immer ein offenes Ohr für mich und meine Fragen über das Mysterium eines HEBs hatte. Sie hat mich in der praktischen Laborarbeit ständig ermutigt, weiter zu kämpfen und nicht aufzugeben. Auch wenn du dir dessen vermutlich nicht bewusst bist, wäre ich ohne deine Kampfkraft

nie soweit gekommen.

Marc Peter Westig für unzählige Diskussionen, Tipps und Anregungen, die nicht immer fachlicher Art gewesen sind.

Michael Schultz. Michi, es war mir eine Ehre, während meiner Messungen morgens mit dir das Labor 301 aufzuschließen und den Nass-Dewar mit Stickstoff zu befüllen.

die gesamte SIS-Gruppe in Form von Dr. Karl Jacobs, Dr. Matthias Justen, Florian Schomacker, Dennis Büchel, Stefan Selig, Stephan Wulff und den restlichen Mitgliedern. Zu jedem von euch fallen mir spontan Anekdoten ein, die ich nicht vergessen werde. Sei es auf der Berrenrather Str. oder in Berlin.

die komplette Bevölkerung des grünen Flures, bestehend aus Timo, Roman, Ed, Silke, Norma, Robert, Volker, Zoltan, Christian, Xian, Yoko, Philipp, Annika, Henning, Bernhard und Markus. Ihr habt den Keller des Instituts mit Leben gefüllt und zu einem Ort gemacht, an dem ich mich wohlfühlt habe.

meinen ehemaligen Zimmerkollegen Olli. Ohne dich fühlt sich das Büro irgendwie leer an.

an die Mitarbeiter der Feinmechanikwerkstatt, die mir während der Fertigung meiner Optiken mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben.

(Switching to english now) Special thanks goes to:

Mike Bordon for a very short-term sleep over in his flat-sharing community in Tucson consisting of three humans, three cats, two dogs, hundreds of fishes, three birds and many other creatures Noah would have been proud of. You helped me and my optics alot during STO.

the whole STO-crew for the amazing ride we had. I will never forget the time of STO. Get STOwned!!

meine lieben, spontanen Korrekturleser, die mir am letzten Wochenende jeglichen Schlaf geraubt haben.

alle meine Freunde und Bekannten, die es verstanden haben, mich in den richtigen Momenten abzulenken und mir in den wichtigen Phasen Freiraum zur Konzentration und Ruhe zu lassen.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mir während meines gesamten Studiums den Rücken freigehalten hat.

Mein größter Dank geht aber an meinen Schatz Maria. Trotz der großen Distanzen habe ich auf meinen langen Auslandsaufenthalten immer dein Vertrauen gespürt. Du hast und gibts mir die Stärke, den Willen und die Kraft, am nächsten Tag wieder aufzustehen und es nochmal zu versuchen.

Danke ! / Thank You !

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie - abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen - noch nicht veröffentlicht worden ist, sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. Jürgen Stutzki betreut worden.

Köln, der 17.02.2014